

SÉRIE A, N° 2941

N° D'ORDRE :

3812

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

MARC MONTEL

1^{re} THÈSE. — RÉFLEXION ET FOCALISATION DES RAYONS X PAR LES
MIROIRS. ÉTUDE THÉORIQUE ET APPLICATIONS.
MICROSCOPE A RAYONS X.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 25 mars 1957 devant la Commission d'examen.

M. F. PERRIN..... *Président.*

Mlle Y. CAUCHOIS. }
M. A. MARÉCHAL. } *Examineurs.*

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1958

SÉRIE A, N° 2941

N° D'ORDRE :

3812

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

MARC MONTEL

1^{re} THÈSE. — RÉFLEXION ET FOCALISATION DES RAYONS X PAR LES
MIROIRS. ÉTUDE THÉORIQUE ET APPLICATIONS.
MICROSCOPE A RAYONS X.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 25 mars 1957 devant la Commission d'examen.

M. F. PERRIN..... *Président.*

Mlle Y. CAUCHOIS. }
M. A. MARÉCHAL. } *Examineurs.*

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

—
1938



FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen J. PÉRÈS

PROFESSEURS

G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	AUDUBERT	T	Électrochimie.
E. DARMOIS	T	Enseignement de Physique.	L'HÉRITIER	T	Génétique.
FOCH	T	Mécanique physique et expérimentale.	GRIVET	T	Radioélectricité.
PAUTHENIER	T	Électrotechnique générale	PONCIN	T	Mécanique des fluides.
DE BROGLIE	T	Théories physiques.	THIERY	T	Mécanique appliquée.
JOB	T	Chimie générale.	DUBREIL	T	Arithmétique et théorie des nombres.
PRENANT	T	Anatomie et Histologie comparées.	QUELET	T	Chimie organique.
GARNIER	T	Géométrie supérieure.	CACNIARD	T	Géophysique appliquée.
PÉRÈS	T	Mécanique des fluides et applications.	CHAMPETIER	T	Chimie macromoléculaire.
LAUGIER	T	Physiologie générale.	CUVILLIER	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.
M. CURIE	T	Physique (P.C.B.).	JUNG	T	Pétrographie.
BARRABÉ	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.	TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique.
G. DARMOIS	T	Calcul des probabilités et Physique mathématique.	WIEMANN	T	Chimie organ. structurale.
J. BURCART	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	JACQUINOT	T	Spectroscopie et Physique céleste.
PLANTEFOL	T	Botanique.	VASSY		Physique de l'atmosphère.
GRASSÉ	T	Évolution des êtres organisés.	DESTOUCHES		Théories physiques.
PRÉVOST	T	Chimie organique.	M. PRUVOST	T	Géologie.
BOULIGAND	T	Application de l'analyse à la Géométrie.	AMIEL	T	Chimie (P.C.B.).
CHAUDRON	T	Chimie appliquée.	HOCART	T	Minéralogie.
WYART	T	Minéralogie.	J.-P. MATHIEU	T	Physique (P.C.B.).
TEISSIER	T	Zoologie.	COUTEAUX	T	Biologie animale (P.C.B.).
MANGENOT	T	Biologie végétale.	CHOQUET	T	Biologie animale (P.C.B.).
P. AUGER	T	Physique quantique et Relativité.	FELDMANN		Calcul diff. et intégral.
MONNIER	T	Physiologie des fonctions.	GUINER	T	Biologie (P.C.B.).
PIVETEAU	T	Géologie.	JOST	T	Biologie (P.C.B.).
ROCARD	T	Physique (E.N.S.).	FORTET	T	Calcul des probabilités.
H. CARTAN	T	Mathématiques (E.N.S.).	SCHWARTZ	T	Méthodes mathématiques de la Physique.
LAFFETTE	T	Chimie générale.	CHOUARD	T	Physiologie végétale.
FAVARD	T	Mécanique générale.	MALAVARD	T	Aviation.
COULOMB	T	Physique du Globe.	BRELOT	T	Calcul différentiel.
M ^{lle} COUSIN	T	Biologie animale (P.C.B.).	NORMANT	T	Chimie (P.C.B.).
CHRÉTIEN	T	Chimie minérale.	BÉNARD	T	Chimie (P.C.B.).
P. DRACH	T	Zoologie.	BUVAT	T	Botanique (E.N.S.).
KASTLER	T	Physique.	DUGUÉ	T	Statistiques mathématiques.
ÉPHRUSSI	T	Génétique.	GELOSO		Chimie (S.P.C.N.).
WURMSER	T	Biol. physico-chimique.	SOULAIRAC	T	Psychophysiologie.
RIVIÈRE	T	Géologie (S.P.C.N.).	ULRICH	T	Physiologie végétale.
GAUTHIERET	T	Biologie végétale (P.C.B.).	MARÉCHAL	T	Optique théorique et appliquée.
LUCAS	T	Recherches physiques.	KIRRMANN	T	Théories chimiques.
A. THOMAS	T	Biologie cellulaire.	CHADEFAUD		Botanique.
ARNULF	T	Optique appliquée.	DESTRIAU		Physique (M.P.C.).
M. MORAND	T	Physique.	M ^{lle} LE BRETON		Physiologie générale.
SOLEILLET	T	Physique.	SALEM		Mathématiques générales.
FORTIER	T	Mécanique expérimentale des fluides.	LELONG	T	Mathématiques générales.
DANJON	T	Astronomie.	DEVILLERS		Anatomie et Histologie comparées.
FROMAGEOT	T	Chimie biologique.	EHRESMANN	T	Topologie algébrique.
LAPORTE	T	Physique générale et Radioactivité.	FRANÇON		Physique (M.P.C.).
JANET	T	Mécanique analytique et Mécanique céleste.	GLANGEAUD	T	Géographie physique et Géologie dynamique.
PETIT	T	Biologie maritime.	GODEMENT	T	Mathématiques (M.P.C.).
QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.	PISOT	T	Calcul des probabilités.
GALLIEN	T	Embryologie.	E. ROCH		Géologie.
EICHORN	T	Biologie végétale (P.C.B.).	SCHATZMANN		Astrophysique.
DE CUGNAC		Biologie végétale (P.C.B.).	TERMIER	T	Paléontologie stratigraphique.
M ^{lle} CAUCHOIS	T	Chimie physique.	ZAMANSKY	T	Mathém. générales.
THELLIER	T	Physique du Globe.	JOLIOT	T	Physique nucléaire et radioactivité.

Secrétaire Général Ch. MONIER.

A MON MAÎTRE

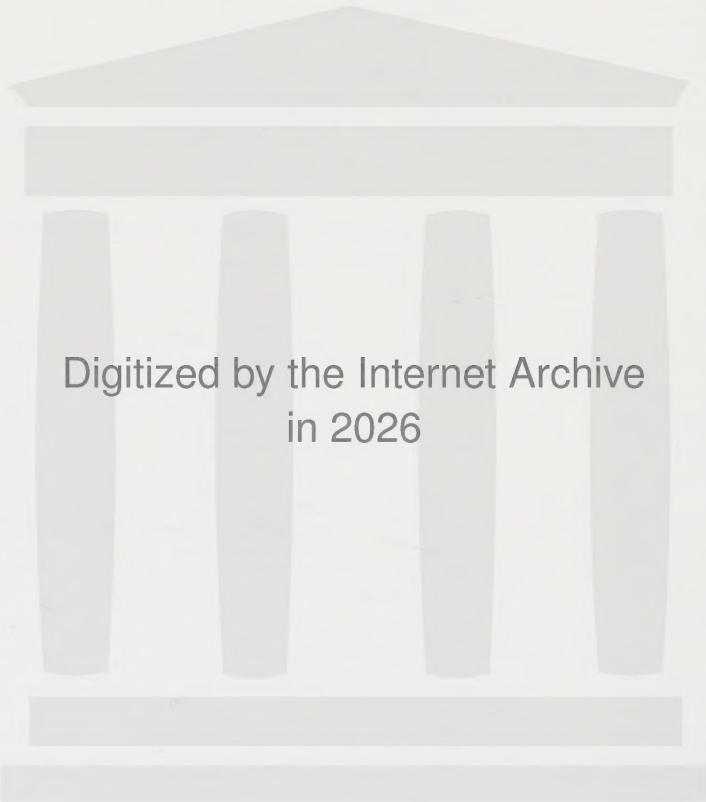
MADemoiselle YVETTE CAUCHOIS

Professeur à la Faculté des Sciences de Paris,
Directeur du Laboratoire de Chimie physique.

Hommage de ma profonde reconnaissance.

A MA FEMME

Affectueux Hommages.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

RÉFLEXION ET FOCALISATION DES RAYONS X PAR LES MIROIRS ⁽¹⁾

Par MARC MONTEL

SOMMAIRE

INTRODUCTION GÉNÉRALE

PREMIÈRE PARTIE. — *Étude théorique des conditions de réflexion totale et de focalisation des rayons X polychromatiques.*

CHAPITRE PREMIER. — La réflexion totale des rayons X.

Les conditions de réflexion totale des rayons X.

Choix du corps réfléchissant.

Choix de la longueur d'onde.

CHAPITRE II. — Optique géométrique des réflecteurs sphériques utilisés avec les rayons X.

Généralités.

Les aberrations du premier ordre.

Évaluation géométrique des aberrations.

Le microscope catamégonique sans astigmatisme.

CHAPITRE III. — Optique physique.

La diffraction.

Les émulsions photographiques.

DEUXIÈME PARTIE. — *Réalisation du microscope et étude expérimentale des applications de la réflexion totale et de la focalisation des rayons X par les miroirs.*

CHAPITRE PREMIER. — Réalisation du microscope.

Réalisation de l'objectif.

Réalisation de la partie mécanique.

Mode d'emploi du microscope catamégonique.

(1) Thèse présentée à la Faculté des Sciences de l'Université de Paris pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences physiques, et soutenue le 25 mars 1957 devant la Commission d'examen.

CHAPITRE II. — Étude expérimentale.

Utilisation de la réflexion totale des rayons X.

Application de la focalisation par réflexion totale.

Le microscope catamégonique sans astigmatisme.

BIBLIOGRAPHIE

INTRODUCTION

La formation d'images réelles d'un objet éclairé en lumière X est un problème que les physiciens se sont posé dès la découverte des rayons Roentgen. Le pouvoir de pénétration de ces rayonnements et leurs courtes longueurs d'onde sont, en effet, des propriétés particulièrement intéressantes pour l'examen d'objets opaques ou de faibles dimensions. Mais ces mêmes propriétés rendent difficile la réalisation d'une « optique pour rayons X ». Développer un système optique pour les rayons X signifie en obtenir la réflexion ou la réfraction ; or, l'indice de la matière est, pour eux, trop voisin de l'unité pour qu'un système dioptrique soit concevable et la focalisation par réflexion semblait difficile ou impossible. Aussi s'est-on longtemps résigné à n'avoir que des pseudo-images plus ou moins déformées, des ombres, obtenues par projection ou sténopé. Les progrès des études cristallographiques et métallographiques devaient pourtant redonner de l'intérêt à ce problème. Les recherches aboutirent à la réalisation d'appareils basés sur deux principes très différents : les premiers utilisent la réflexion de Laue sur des cristaux déformés, les seconds la réflexion totale sous de grands angles d'incidence.

Notre intention initiale était de réaliser un microscope à rayons X utilisant la réflexion totale. Certaines difficultés rencontrées nous ont amené à élargir le domaine de nos recherches et nous avons entrepris une étude générale des conditions qui doivent être réalisées pour réfléchir et focaliser les faisceaux de rayons X. Si nous sommes loin d'avoir épuisé le sujet, nous pensons néanmoins avoir aidé à simplifier un ensemble de questions assez complexes en posant, avec le plus de netteté possible, les problèmes qui se rattachent à cette réflexion. Nous avons essayé d'en résoudre quelques-uns. Les autres ont reçu une solution provisoire satisfaisante. Quand certaines recherches sur la théorie des indices auront été menées à bien, il est probable que des améliorations seront possibles. Importantes par leurs conséquences, elles ne modifieront cependant en rien le principe de l'appareil décrit ici et les retouches à lui apporter seront peu importantes.

Notre travail est scindé en deux parties : une partie théorique et une partie expérimentale. La partie théorique se subdivise en trois chapi-

tres : le premier consacré à la réflexion des rayons X, le second aux aberrations géométriques des systèmes réfléchissants, le troisième aux problèmes d'optique physique. La partie expérimentale comprend la technique de réalisation de l'appareil décrit, ses applications et les résultats obtenus.

PREMIÈRE PARTIE

ÉTUDE THÉORIQUE DES CONDITIONS DE RÉFLEXION TOTALE ET DE FOCALISATION D'UN FAISCEAU DE RAYONS X POLYCHROMATIQUE

Nous pouvons répartir en deux groupes les problèmes posés par l'utilisation de la réflexion totale pour la focalisation des rayons X : en premier lieu nous placerons les conditions à réaliser pour obtenir cette réflexion. Viennent ensuite les facteurs qui modifient la répartition énergétique du faisceau réfléchi donnée par un instrument défini, *a priori*, comme parfait : ce sont les aberrations géométriques du système imposé par les conditions du premier groupe et les phénomènes d'optique physique. Les modes de calcul de ces deux facteurs étant très différents, ils feront l'objet de deux chapitres distincts.

CHAPITRE PREMIER

La réflexion totale des rayons X.

Les conditions théoriques de réflexion totale des rayons X sont liées, pour une longueur d'onde donnée, à l'indice de la substance réfléchissante utilisée. Ce chapitre sera donc ainsi divisé : 1° le calcul général des indices ; 2° le choix du corps réflecteur à partir de ces données ; 3° la détermination, suivant le but recherché, de la longueur d'onde optimum.

Les conditions de réflexion totale. — A. ÉTUDE DU PHÉNOMÈNE. — *Existence.* — L'indice n des milieux matériels homogènes pour les longueurs d'onde des rayons X est inférieur à l'unité. L'application de la relation de Descartes-Snell : $\sin i = n \sin r$ aux angles d'incidence i et de réfraction r , conduit à la valeur $\sin i_c = n$ quand r vaut 90° .

Si i est supérieur à cette valeur critique i_c , il n'y a plus de valeur réelle de r ; la totalité du faisceau se réfléchit sous un angle i' égal à i . C'est le phénomène de « réflexion totale ».

Calcul de l'angle critique. — L'indice n est généralement très voisin de l'unité. Pour la commodité des calculs, il est préférable d'utiliser le décrément $\delta = 1 - n$ et l'angle d'attaque $u = \pi/2 - i$.

Dans ces conditions, la loi de Descartes s'écrit, pour l'angle critique :

$$\cos u_c = 1 - \delta$$

δ et u_c sont toujours très petits, il est donc légitime de faire un développement limité de $\cos u_c$ de premier terme :

$$(1) \quad u_c = \sqrt{2\delta}.$$

Le calcul de u_c se ramène à celui de δ . Toutefois, ce calcul suppose que la réflexion se fait sans pénétration dans la matière, ce qui est incorrect; la nature exacte des corrections qu'il serait nécessaire de faire pour avoir des valeurs de u_c concordant avec l'expérience nous est inconnue pour le moment.

Valeurs du décrément. — Quand on néglige l'absorption du corps réflecteur et si l'on se trouve loin des discontinuités d'absorption, on a, pour une substance déterminée :

$$\delta/\lambda^2 = e^2 N / 2\pi m c^2$$

où : e est la charge de l'électron, m sa masse, λ la longueur d'onde des rayons X incidents et N le nombre des électrons par unité de volume. On a donc :

$$(2) \quad u_c \simeq \sqrt{2\delta} \simeq k \cdot \lambda$$

où k est une constante positive.

Quand la fréquence propre des électrons du corps n'est plus négligeable devant la fréquence incidente, ou si l'on veut tenir compte de l'absorption, ceci n'est plus valable.

B. POUVOIR RÉFLECTEUR. — Quand on se trouve loin des limites d'absorption, on peut appliquer la théorie classique de la réflexion totale en tenant compte de l'absorption. Prins (28) a établi des formules, donnant, dans le cas idéal, le pouvoir réflecteur pour $u \leq u_c$ et $u > u_c$.

Diverses causes peuvent modifier le facteur de réflexion : ce sont en particulier, l'épaisseur du réflecteur et son état; nous reviendrons plus loin sur ces questions. D'une manière générale, on peut dire que le pouvoir réflecteur dans le cas de la réflexion totale est de l'ordre de 80 p. 100.

Choix du corps réfléchissant. — Pour diminuer les aberrations des systèmes optiques utilisables en lumière X, nous verrons plus loin que nous devons prendre le plus grand angle d'attaque critique possible. Les corps qui conviennent sont l'or, le platine et le tungstène. Vu les difficultés de polissage et le prix de revient des métaux massifs, nous avons utilisé des miroirs de verre, et nous les avons dorés, car nous ne disposons pas d'une installation convenable pour une bonne technique de métallisation dans le cas du platine et du tungstène.

L'épaisseur du dépôt a une influence certaine sur la valeur de l'angle limite. Il y a en effet pénétration du rayonnement à l'intérieur du corps réfléchissant. Si le revêtement est trop mince, ce n'est plus l'indice du métal qui entre en jeu, mais un indice mal défini où intervient sans doute l'indice du support.

Pour le calcul de la valeur minimum admissible de l'épaisseur, nous supposons que la densité des diverses couches est uniforme. Imaginons qu'un rayon, en se réfractant, pénètre dans la couche métallique et se « réfléchisse » sur un plan situé à la distance x de la surface. Si u est l'angle d'attaque, le chemin parcouru dans le métal jusqu'à émergence du rayon réfléchi est très sensiblement $2x/u$. L'intensité émergente est donnée par la formule :

$$I = I_0 \cdot e^{\frac{-2\mu x}{u}}$$

Nous ferons l'hypothèse suivante, suffisante pour donner un ordre de grandeur : une couche métallique ne contribue à la réflexion que si le chemin parcouru dans la matière pour atteindre cette couche correspond à une absorption telle que l'intensité de la radiation émergente ait une valeur supérieure à la plus petite intensité qu'il soit possible de déceler dans le faisceau réfléchi. Pour fixer les idées, nous avons pris $I/I_0 = 10^{-4}$. Nous obtenons, dans ces conditions, les valeurs suivantes de x :

$$\text{Au } 0,18 \mu \qquad \text{Pt } 0,15 \mu \qquad \text{W } 0,21 \mu$$

pour $\lambda = 1,5 \text{ \AA}$ et $u = 0,01 \text{ rad.}$

Une trop grande épaisseur risque de donner une mauvaise adhérence. Il y a donc intérêt à rester le plus près possible de la valeur minimum qui est égale à la valeur calculée si le réflecteur est utilisé directement ou à cette épaisseur augmentée d'une valeur à déterminer expérimentalement dans le cas où l'on doit procéder à un polissage ultérieur de la surface. Dans le cas de l'or, il ne peut être question de repolir la surface, par suite de sa mauvaise adhérence. Pour le platine et le tungstène, il faudrait augmenter la valeur estimée de $0,1 \mu$ environ, pour pouvoir faire une polissage correct.

Choix de la longueur d'onde. — Un de nos buts est de réaliser un objectif de microscope fonctionnant en lumière X et ayant un grandissement notable. Pour cette étude, le choix de la longueur d'onde est très important, car il conditionne en partie les résultats. Elle peut, en effet, influencer d'une part sur le pouvoir de résolution, d'autre part sur la préparation qu'il sera nécessaire de faire subir à l'échantillon, sur la qualité requise pour la surface réfléchissante, sur le temps de pose et sur l'appareillage nécessaire.

Nous avons trouvé ci-dessus que l'angle critique est sensiblement proportionnel à la longueur d'onde. La limite de résolution due à la diffraction $y = k'\lambda/u_c$ est donc indépendante de la longueur d'onde, ce qui a été vérifié expérimentalement.

Nous avons, en pratique, le choix entre les rayons X de « courte » longueur d'onde et les rayons X « mous ». Pour fixer les idées, nous choisissons le doublet $K\alpha$ du cuivre et l'émission $K\alpha$ de l'aluminium.

Le rayonnement 1,5 Å a l'avantage de pénétrer facilement les échantillons métalliques et d'être peu absorbé par l'air. Il est d'un emploi facile : les tubes scellés à anticathode de cuivre sont très pratiques et leur intensité est suffisante dans la plupart des cas. On peut diminuer l'absorption de l'air en interposant, entre l'objectif et la plaque photographique, un tube dans lequel on fait un vide de quelques millimètres de mercure. Mais la facilité de pénétration limite l'observation à l'examen de détails suffisamment absorbants pour donner un contraste visible sur le film radiographique ; l'épaisseur de substance réduisant d'intensité incidente de moitié est (9) 0,7 mm pour la cellulose et 15 μ pour le cuivre ; C. Legrand (20) indique que $I/I_0 = 0,989$ pour un spécimen de cellulose de 10 μ d'épaisseur. Ces valeurs de l'épaisseur sont nettement supérieures à la limite de résolution. Il est possible de diminuer la limite de contraste en utilisant des échantillons organiques préalablement saturés de baryum ou d'un sel de plomb.

Considérons maintenant une longueur d'onde plus grande, telle que l'émission caractéristique intense de l'aluminium, à 8 Å environ. Pour l'examen des spécimens organiques, le contraste plus élevé doit permettre la vision de détails moins absorbants. L'angle d'attaque et l'ouverture numérique sont plus grands, la limite de résolution théorique est plus faible car les aberrations sont plus petites. Mais l'emploi de ce rayonnement présente un inconvénient sérieux : nous sommes obligé d'opérer entièrement sous vide car l'air absorbe très fortement cette bande de longueurs d'onde. Enfin, l'action du rayonnement sur un échantillon qui serait examiné *in vivo* serait forte.

Les coefficients d'absorption peuvent être calculés par la formule de Jönsson (15) ou par les tables de Victoreen (30).

Nous ne détaillerons pas plus ces divers problèmes. Il est évident que notre but, dans ce chapitre, n'a pas été de faire un exposé complet

et rigoureux ; nous nous sommes contenté d'indiquer des formules qui donnent un ordre de grandeur des indices ou du pouvoir réflecteur, les valeurs ainsi trouvées étant, dans tous les cas que nous avons examinés, suffisamment précises.

CHAPITRE II

Optique géométrique des réflecteurs sphériques utilisables en lumière X.

Généralités. — A. PLAN DE L'ÉTUDE DES ABERRATIONS GÉOMÉTRIQUES. — Nous nous proposons, dans ce chapitre, d'étudier les aberrations des réflecteurs sphériques utilisables sous incidence rasante. Nous étudions d'abord les aberrations du premier ordre de ce type d'instrument. La correction de ces défauts, nécessaire dans le cas de la microscopie, impose certaines conditions expérimentales. Puis, nous indiquons une méthode géométrique qui donne une évaluation satisfaisante des aberrations résiduelles. Nous terminons ce chapitre par l'étude d'un nouveau type de focalisateur, utilisable en particulier comme objectif de microscope et qui présente de nombreux avantages sur les quelques modèles déjà existants.

B. DÉFINITIONS. — Afin de distinguer, par une appellation particulière, la réflexion sous grand angle d'incidence, de celle habituellement utilisée en optique, nous proposons de l'appeler « réflexion catamégonique », ce dernier terme a été obtenu par contraction des termes grecs de réflexion, grand et angle. Dans la suite de cette étude, nous réserverons ce terme à la réflexion sur les miroirs, bien que ce type de réflexion soit également utilisable avec les cristaux.

Un vecteur, porté par un rayon lumineux, a, par convention, une mesure algébrique positive quand la lumière le parcourt de l'origine à l'extrémité. Un point fait partie de l'espace-objet d'un miroir (M) quand les rayons lumineux ou leurs prolongements divergent à partir de ce point ou, s'ils sont issus des systèmes antérieurs, viennent converger en ce point avant réflexion sur (M).

Le plan d'incidence d'un rayon AO est le plan défini par ce rayon et la normale N au miroir au point d'incidence O. L'angle d'incidence i est l'angle $(\vec{n}, \vec{OA})$; le vecteur unitaire $\vec{n}$ de la normale est choisi tel que :

$$0 < \vec{n}, \vec{OA} < \frac{\pi}{2}.$$

Nous appelons angle d'attaque u , le complément de l'angle d'incidence.

La distance ρ au sommet O du miroir, d'un point d'incidence I d'un

rayon quelconque (ouverture linéaire) est considérée comme un infiniment petit du premier ordre devant la distance AO .

Soit une suite de miroirs sphériques (M_i) , de centres C_i . Le rayon perpendiculaire au centre Ω du diaphragme d'ouverture (D) se réfléchit sur ces miroirs en des points O_i . Nous appelons cette suite de segments « pseudo-axe » XX' du système. Les points O_i sont pris comme sommets des miroirs; l'axe de symétrie de (M_i) est OC_i ; le rayon moyen issu d'un point-objet A pris sur le pseudo-axe est l'axe lui-même. A est choisi comme centre du champ. Les angles d'attaque du pseudo-axe sont respectivement $u_1, u_2, \dots, u_i, \dots$. Nous appelons C'_i les projections de C_i sur le pseudo-axe.

Un pinceau de rayons qui s'appuie, à l'incidence, sur deux focales perpendiculaires S (dans le plan d'incidence) et T , s'appuie, après réflexion, sur deux focales S' et T' dont les positions sont données par les formules :

$$(3) \quad \frac{1}{OS'} = \frac{2 \sin u}{OC} + \frac{1}{OS}.$$

$$(4) \quad \frac{1}{OT'} = \frac{2}{OC \sin u} + \frac{1}{OT}.$$

Le cercle de Rowland (S_R) et le cercle focal (S_∞) d'un point O d'un miroir sont les cercles de diamètre OC et $OF = OC/2$ situés dans le plan d'incidence de AO . La droite de Rowland (P_R) et la droite focale (P_∞) sont les droites parallèles au plan tangent en O et passant par C et F . Les sagittales objets situées sur (P_R) et les tangentiellles objets situées sur (S_R) ont leurs images respectivement sur les mêmes courbes. Les tangentiellles objets situées sur (S_∞) et les sagittales objets situées sur (P_∞) ont leurs images à l'infini.

Deux miroirs sont dits parallèles quand une focale jouant le rôle de sagittale par rapport au premier miroir a une image dans l'espace objet du second miroir qui joue le rôle de sagittale par rapport à ce dernier.

Nous appelons miroirs croisés deux miroirs consécutifs tels que le plan d'incidence du pseudo-axe sur le premier miroir soit perpendiculaire au plan d'incidence du pseudo-axe sur le second miroir. Les axes de symétrie des deux miroirs ne sont pas perpendiculaires, mais leur angle est très voisin de 90° . Le rôle des sagittales et des tangentiellles est alors interverti d'un miroir à l'autre. Les deux plans d'incidence définissent les directions principales du faisceau.

Les aberrations du premier ordre. Les aberrations du premier ordre sont : l'astigmatisme, la distorsion et l'anamorphose. De ces trois termes, l'astigmatisme est le plus gênant quand on désire une focalisation ponctuelle; d'après les formules (3) et (4), un miroir ne peut être corrigé de l'astigmatisme, puisque S' et T' ne sont pas confondues quand S et T

le sont en un point A quelconque. Tout système, pour être dépourvu de cette aberration, doit donc comporter au moins deux miroirs. Sauf indication contraire, nous traitons ici des miroirs concaves, mais les calculs faits sont algébriques.

Nous avons étudié, par ailleurs (23), les aberrations du premier ordre. Nous donnons ici un résumé de l'étude relative aux systèmes formés de deux miroirs (M_1) et (M_2) et d'un diaphragme d'ouverture (D).

Pour corriger l'astigmatisme en un point de l'axe, il faut que les miroirs soient croisés et que les données géométriques du système vérifient la relation (5) qui est indépendante de la position du diaphragme.

$$(5) \quad \left\{ \begin{aligned} \frac{2}{O_2 C_2 \cdot u_2} - \frac{O_1 C_1 + 2 \cdot O_1 A \cdot u_1}{O_1 C_1 \cdot O_1 A + O_1 O_2 (O_1 C_1 + 2 \cdot O_1 A \cdot u_1)} \\ = \frac{2u_2}{O_2 C_2} - \frac{O_1 C_1 \cdot u_1 + 2 \cdot O_1 A}{O_1 C_1 \cdot O_1 A \cdot u_1 + O_1 O_2 (O_1 C_1 \cdot u_1 + 2 \cdot O_1 A)} \end{aligned} \right.$$

En pratique, chaque miroir contribue à la focalisation d'une des deux directions principales du faisceau et il est sans action sur l'autre. La correction est conservée d'une manière satisfaisante si, au lieu d'utiliser des miroirs croisés, on utilise des miroirs dont les axes sont perpendiculaires; l'angle des plans d'incidence est alors égal à 90° , à un infiniment petit du second ordre près.

Il est possible de conserver la correction de l'astigmatisme dans un petit élément de volume en utilisant des diaphragmes fentes dont les grands axes sont confondus avec les droites de projection des centres des miroirs sur le rayon moyen $O_1 O_2$ du milieu intermédiaire.

Le système de référence de l'espace-objet est le trièdre trirectangle direct $AXYZ$, AX étant dirigé suivant AO_1 et AZ situé dans le plan d'incidence de l'axe sur le premier miroir. Un plan passant par AZ et faisant l'angle θ_z avec le rayon moyen donne un plan-image passant par $A'Z'$ et faisant un angle θ'_z lié à θ_z par la relation :

$$\frac{C' A'}{O_2 A'^2} \cdot \cotg \theta'_z = \frac{C' A}{O_2 A^2} \cdot \cotg \theta_z.$$

De même :

$$\frac{C' A'}{O_1 A'^2} \cdot \cotg \theta'_y = \frac{C' A}{O_1 A^2} \cdot \cotg \theta_y.$$

Les grandissements sont donnés par :

$$(6) \quad A'Z' \cdot O_1 A = AZ \cdot (O_1 O_2 + O_2 A')$$

$$(7) \quad A'Y' \cdot O_1 A = AY \left[O_1 O_2 + O_2 A' \left(1 - \frac{2 \cdot O_1 O_2}{O_2 C_2 \cdot u_2} \right) \right].$$

Il y a de l'anamorphose, mais pas de distorsion. Cette anamorphose peut être corrigée en inclinant la surface réceptrice.

Evaluation géométrique des aberrations. La correction des aberrations du premier ordre fait apparaître les aberrations des ordres supérieurs.

A. GÉNÉRALITÉS. — *Facteurs théoriques.* — Nous limitons le rayon de la calotte sphérique à la plus grande valeur, inférieure à AO_1 , qui permette un montage facile des divers éléments mécaniques qui interviennent nécessairement, quel que soit l'appareil envisagé.

L'ouverture des faisceaux est limitée seulement par les aberrations et non par les conditions de réflexion totale. Ces conditions imposent

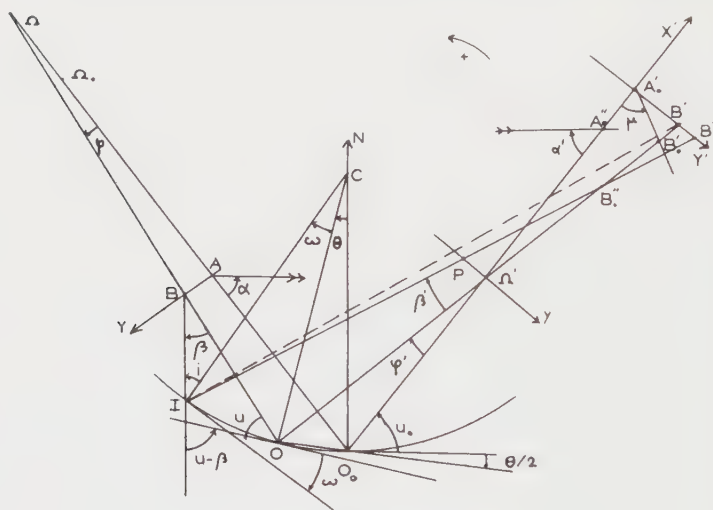


Fig. 1.

en effet un angle d'attaque compris entre 0 et u . Soit $u = u_c/2$ l'angle moyen d'attaque, β l'angle d'ouverture du faisceau et ω l'angle d'ouverture du miroir. La figure 1 donne :

$$(8) \quad 0 \leq u - \beta + \omega \leq 2u = u_c \text{ soit } -u \leq \omega - \beta \leq u.$$

Comme, en pratique, ω et β sont beaucoup plus petits que u , les conditions requises pour la réflexion totale sont toujours vérifiées.

Ordres de grandeurs. — L'infiniment petit de référence est l'angle d'attaque u d'un rayon quelconque. Le rayon R du miroir est choisi de telle sorte que le produit Ru soit de l'ordre de grandeur de O_1A . Pour ne pas avoir des calculs inextricables, nous choisissons l'ordre d'infinitude par rapport à u des angles ω et β égal à $3/2$.

B. RÉFLEXION D'UN RAYON DANS LE PLAN D'INCIDENCE. — L'aberration introduite par un miroir sur le faisceau cheminant perpendiculairement au plan d'incidence moyen est négligeable, en dehors de l'astigmatisme. Le théorème de Gouy donne donc les aberrations d'un système de plusieurs miroirs par sommation des aberrations introduites par un miroir sur un faisceau cheminant dans son plan d'incidence moyen.

Notations. — Soit un miroir sphérique de centre C, de sommet O_0 et de rayon $OC = R$. Le rayon perpendiculaire à la pupille en son centre Ω' se réfléchit en O_0 et coupe le plan-objet en A. L'image paraxiale de A dans le miroir est A'_0 et le plan récepteur est perpendiculaire en ce point à $O_0\Omega'$. L'image tangentielle de Ω' dans le milieu objet est Ω_0 . Un rayon passant par Ω' fait l'angle φ' avec l'axe, il se réfléchit, avec l'angle d'attaque u , en O, défini par l'angle polaire θ . Ce rayon coupe l'axe objet AY en B et l'axe du système en Ω , sous l'angle φ . Un rayon issu de A sous l'angle α recoupe l'axe en A''_0 sous l'angle α' . Un rayon issu de B sous l'angle β se réfléchit en I défini par l'angle polaire $\theta + \omega$, sous l'angle d'incidence i . Il recoupe le rayon moyen de B en B''_0 sous l'angle β' . Ce point B''_0 tend vers le point B'_0 quand I tend vers O.

Formule générale. — Sur un rayon quelconque issu de B qui recoupe le rayon moyen de B en B''_0 , la distance B''_0B' représente l'aberration longitudinale et $B'B''$ l'aberration transversale.

Le terme $B'_0B''_0$ est donné par la formule :

$$B'_0B''_0 = \frac{2R\omega(-3OB^2 - 3.R.OB.u + R^2.u.\omega + 2.R.OB.\omega)}{(Ru + 2OB)(3.R\omega - 4OB - 2.R.u)}$$

En faisant les approximations indiquées plus haut, cette formule peut se mettre sous les formes :

$$B'_0B'_1 =$$

- (9 a) $3R\omega.OB(OB + Ru)/(Ru + 2OB)^2$
- (9 b) $3\omega.OB'_0(Ru - OB'_0)/Ru^2$
- (9 c) $-3\beta.OB^2(OB + Ru)/u(Ru + 2.OB)^2$
- (9 d) $3\beta'.OB.OB'_0(OB + Ru)/u(Ru + 2.OB)^2$
- (9 e) $3\beta'.OB_0'^2(Ru - OB'_0)/R^2u^2.$

Cas d'une image étendue. — Nous étudions les aberrations par rapport au point B' d'ordonnée $k_1.Y$, premier terme du développement de Y' en fonction de Y . Il suffit donc de calculer Y' au premier ordre ; nous pouvons alors considérer Ω comme fixe et négliger l'aberration pupillaire.

L'aberration transversale s'écrit, en exprimant les variables en fonction de r et Y' :

$$(10) \quad \left\{ \begin{aligned} dY' = & \frac{3r^2 \cdot O_0 A'_0 \cdot O_0 A (Ru_0 + O_0 A)}{(\Omega' A'_0)^2 u_0 (Ru_0 + 2O_0 A)^2} \\ & + \frac{2r \cdot Y' \cdot O_0 A (O_0 A'_0 \cdot O_0 \Omega' + O_0 A \cdot Ru_0 + 2Ru_0 \cdot O_0 \Omega')}{(\Omega' A'_0)^2 \cdot u_0 \cdot (Ru_0 + 2 \cdot O_0 A)^2} \end{aligned} \right.$$

Les aberrations obtenues dans le plan d'incidence sont des infiniment petits du second ordre ; nous pouvons par conséquent utiliser les formules d'intégration des iconales. Il ne serait pas légitime de le faire en considérant la totalité de la surface d'onde puisque l'astigmatisme est du premier ordre. Nous obtenons, pour la déformation de la surface d'onde, dans le plan d'incidence, la formule suivante :

$$(11) \quad \left\{ \begin{aligned} D = & \frac{r^2 \cdot O_0 A'_0 \cdot O_0 A (Ru_0 + O_0 A)}{(\Omega' A'_0)^3 u_0 (Ru_0 + 2O_0 A)^2} \\ & + \frac{r^2 Y' \cdot O_0 A (O_0 A'_0 \cdot O_0 \Omega' + O_0 A \cdot Ru_0 + 2Ru_0 \cdot O_0 \Omega')}{(\Omega' A'_0)^3 \cdot u_0 \cdot (Ru_0 + 2O_0 A)^2} \end{aligned} \right.$$

Étude des aberrations. — a) *Nature des aberrations.* — D'après la formule (10), le premier terme de dY' donne la même position du point B'' pour deux valeurs opposées de r : pour une rotation de 180° de $\Omega'P'$ dans son plan, le point B'' subit un déplacement correspondant, équivalent à une rotation de 2π dans son plan ; le premier terme représente la coma-uniforme puisqu'elle est constante dans le champ.

Le deuxième terme donne $Y'/B''_0 B' = \text{Cte}$. L'angle $(A'_0 B'_0, A'_0 X')$ est un angle τ constant, le terme représente l'inclinaison de champ.

b) *Inclinaison du champ.* — L'angle τ est défini par :

$$(12) \quad \text{tg } \tau = \frac{u_0 \cdot \Omega' A'_0 (Ru_0 + 2 \cdot O_0 A)^2}{2 \cdot O_0 A [O_0 A \cdot O_0 \Omega' + O_0 A \cdot Ru_0 + 2Ru_0 \cdot O_0 \Omega']}$$

Si nous plaçons le diaphragme sur le miroir, nous obtenons l'expression :

$$\text{tg } \tau = R \cdot u_0^2 / 2 \cdot O_0 A'_0.$$

Il est alors impossible de corriger l'inclinaison du champ par choix des données géométriques. La valeur moyenne de τ est très faible. En particulier, si l'objet est à l'infini, τ vaut u_0 , valeur trop faible pour que l'appareil soit utilisable. L'inclinaison est nulle quand le point-objet est au foyer tangentiel du miroir et le plan-objet incliné de u_0 sur l'axe.

Si nous mettons le diaphragme à une certaine distance de O , il est possible de donner à τ une valeur quelconque et en particulier d'avoir

une surface-image perpendiculaire au rayon moyen, sans incliner le plan-objet. Il suffit que la tangente de τ soit infinie :

$$O_0\Omega' = -O_0A \cdot Ru_0 / (O_0A + 2Ru_0).$$

Si l'objet est à l'infini, nous avons : $O_0\Omega' = -R \cdot u_0$. Le diaphragme est virtuel, mais d'après (4), il revient au même de prendre la valeur $-Ru_0/3$ dans l'espace-objet, l'image tangentielle du diaphragme est alors au point désiré. Si l'image de l'objet est à l'infini, il faut placer le diaphragme au point : $O_0\Omega' = R \cdot u_0/3$.

Nous avons indiqué ces deux cas, car ils correspondent aux systèmes télescopiques, c'est-à-dire dont l'un des points conjugués est à l'infini. De plus, comme nous voulons un grandissement assez fort, la distance entre l'image et le miroir sera, dans bien des cas, suffisamment grande pour que nous puissions considérer l'image à l'infini.

c) *Coma*. — La formule (II) montre que le déplacement du diaphragme ne peut corriger la coma. Il n'y a pas de coma quand le point A est sur le cercle de Rowland : cette solution est intéressante dans certains cas, mais n'est pas applicable au cas du microscope où le grandissement est plus grand que un. Pour corriger la coma, il faut utiliser un second miroir.

C. CAS DE DEUX MIROIRS CROISÉS. — L'association de deux miroirs croisés permet la correction de l'astigmatisme. Si nous prenons le faisceau situé dans un plan perpendiculaire au plan d'incidence, ouverture linéaire et ouverture angulaire sont des infiniment petits équivalents. Le calcul montre que la déformation de la surface d'onde se compose d'un terme du premier ordre qui correspond à l'astigmatisme et de termes du troisième ordre, négligeables dans notre calcul : la réflexion dans ce plan n'introduit pas de déformation de la surface d'onde, si nous prenons, comme indiqué plus haut, l'image sagittale de A comme point de référence A'_0 . Par suite, quand nous corrigeons l'astigmatisme uniforme à l'aide d'un second miroir, nous pouvons considérer que chaque miroir ne déforme la surface d'onde que dans une seule direction dite direction principale et faire la somme des déformations. Nous obtenons ainsi :

$$\Delta = \sum_{i=1}^2 \frac{r_i^3 \cdot O_i A'_0 \cdot O_i A (R u_{i0} + O_i A)}{(\Omega'_i A'_0)^3 \cdot u_{i0} \cdot (R u_{i0} + 2 \cdot O_i A)^2} + \frac{r_i^2 \cdot O_i A [O_i A \cdot O_i \Omega'_i + O_i A \cdot R' u_{i0} + 2 \cdot R_i \cdot u_{i0} \cdot O_i \Omega'_i] [Z'(i-1) + Y'(2-i)]}{(\Omega'_i A'_0)^3 \cdot u_{i0} \cdot (R u_{i0} + 2 \cdot O_i A)^2}.$$

L'obligation d'utiliser deux miroirs de courbure de même signe interdit la correction de la coma dans le cas de miroirs croisés.

D. CAS DE DEUX PAIRES CROISÉES DE MIROIRS PARALLÈLES. — Soit deux couples croisés de miroirs parallèles. Chaque couple n'a d'influence que sur les rayons situés dans le plan d'incidence du pseudo-axe : il n'y a pas interaction des couples et chacun doit être corrigé séparément.

Inclinaison du champ. — Les formules (10) et (12) sont algébriques. Soit deux miroirs (M_1) et (M_3) de sommets O_1 et O_3 . Le champ-objet est perpendiculaire à l'axe. Le diaphragme est centré en Ω' . Dans ces conditions, le premier miroir donne une image dont le plan fait avec l'axe l'angle τ . Pour que le plan-image final soit perpendiculaire à l'axe, il suffit que le deuxième miroir donne de ce plan une image dans le milieu intermédiaire qui fasse l'angle $\pi - \tau$ avec l'axe ; nous avons alors les formules :

$$(13) \quad \operatorname{tg} \tau = \frac{u_1[O_1A \cdot R_1u_1 - O_1\Omega'(R_1u_1 + 2 \cdot O_1A)]}{[R_1u_1 + 2O_1A]/2 \cdot O_1A[O_1A \cdot R_1u_1 + O_1\Omega'(2 \cdot R_1u_1 + O_1A)]}$$

$$(14) \quad \operatorname{tg} \tau = \frac{u_3[O_3A' \cdot R_3u_3 - O_3\Omega'(R_3u_3 - 2 \cdot O_3A')]}{[R_3u_3 - 2 \cdot O_3A']/2 \cdot O_3A'[O_3A' \cdot R_3u_3 + O_3\Omega'(2R_3u_3 - O_3A')]}.$$

Si le miroir (M_2) est intercalé entre les deux miroirs ci-dessus, il n'y a rien à changer aux formules, puisque l'image sagittale de Ω' dans M_2 est pratiquement confondue avec Ω' .

Ces formules, jointes aux formules de conjugaison, permettent de résoudre théoriquement tous les cas qui peuvent se présenter, mais la recherche de la solution est parfois assez laborieuse. Elle est facilitée par les cas simples suivants :

Nous pouvons corriger séparément les deux miroirs (M_1) et (M_3), ce qui donne :

$$O_1\Omega' = \frac{-O_1A \cdot R_1u_1}{2R_1u_1 + O_1A} \quad O_3\Omega' = \frac{O_3A' \cdot R_3u_3}{2 \cdot R_3u_3 - O_3A'}.$$

La première équation conduit à une valeur positive de $O_1\Omega'$, puisque A est toujours pris à l'intérieur du premier miroir. Pour avoir un fort grandissement, A' doit être à l'extérieur de la surface du troisième miroir : si (M_3) est concave, $O_3\Omega'$ a une valeur positive, le diaphragme doit être virtuel, ce qui est impossible si le diaphragme est placé entre (M_1) et (M_3). S'il est au contraire situé dans l'espace-image, son centre Ω'' étant à l'intérieur du cercle focal de (M_3), la solution est acceptable si O_1O_2 est inférieur à $O_1\Omega'$, car nous avons :

$$O_1\Omega' = O_1O_2 + \frac{O_3A' \cdot R_3u_3}{O_3A' - 2R_3u_3} \quad O_3\Omega' = \frac{R_3u_3 \cdot O_3\Omega''}{R_3u_3 - 2 \cdot O_3\Omega''}.$$

Si (M_3) est convexe, nous pouvons mettre le diaphragme entre les deux miroirs ; la distance de ceux-ci, fonction des angles d'incidence, sera alors imposée.

Signalons aussi le cas où le diaphragme est le premier miroir. La formule (13) devient : $\operatorname{tg} \tau = R_1 \cdot u_1^2 / 2 \cdot O_1 A'_1$ (A' image intermédiaire de A) et la formule (14), en supposant l'image finale rejetée à l'infini :

$$\operatorname{tg} \tau = u_3(2 \cdot O_1 O_3 - R_3 \cdot u_3) / (R_3 \cdot u_3 + O_1 O_3).$$

L'image intermédiaire est au foyer du second miroir et nous pouvons écrire :

$$O_1 O_3 = O_1 A'_1 + A'_1 O_3 \quad \text{et} \quad A'_1 O_3 = R_3 \cdot u_3 / 2$$

d'où :

$$(15) \quad R_1 u_1^2 / 2 \cdot O_1 A'_1 = 2 \cdot O_1 A'_1 \cdot u_3 / (O_1 A'_1 + \frac{3}{2} R_3 \cdot u_3).$$

Cette formule a l'avantage d'éliminer la position du point-objet et d'être donc valable quelle que soit cette position.

Coma. — Il s'agit d'une coma du second ordre, uniforme car indépendante de Y' et qui se comporte exactement comme l'aberration sphérique. L'expression de cette aberration devient, quand on utilise l'ouverture α'_1 dans le milieu intermédiaire :

$$\Delta = \alpha_1'^3 \left[\frac{O_1 A_1'^2 (R_1 u_1 - O_1 A'_1)}{R_1^2 u_1^3} - \frac{O_3 A_1'^2 (O_3 A'_1 + R_3 u_3)}{R_3^2 u_3^3} \right] \quad \frac{\alpha'}{\alpha_1} = - \frac{O_3 A'_1}{O_3 A'}.$$

Si nous supposons l'image finale assez éloignée, la formule se simplifie et devient :

$$(16) \quad \Delta = \alpha_1'^3 \left[\frac{O_1 A_1'^2 (R_1 u_1 - O_1 A'_1)}{R_1^3 u_1^3} - \frac{R_3}{8} \right].$$

Il suffit d'annuler ces deux expressions pour corriger la coma. On voit que le signe de R_3 correspondant à la correction dépend de la position de A'_1 par rapport au cercle de Rowland de (M_1) . Si le premier miroir donne une image plus petite que l'objet, R_3 est positif, le second miroir doit être concave ; dans le cas contraire, il doit être convexe. Enfin, si le grandissement est un, le second miroir peut avoir un rayon infini (miroir plan) puisque la coma du premier miroir est nulle.

Correction simultanée de la courbure et de la coma. — Il suffit de combiner les équations (15) et (16) en prenant pour point de référence le point A'_1 . On obtient une formule assez compliquée qui se simplifie dans certains cas. Par exemple, pour A' à l'infini et le diaphragme sur (M_1) , on obtient : $u_3 = R_1^2 \cdot u_1^3 / 4 \cdot O_1 A'_1 (3 \cdot O_1 A'_1 - 2 \cdot R_1 \cdot u_1)$. On peut d'ailleurs prendre d'autres inconnues que u_3 .

Autres aberrations. — Nous avons réussi, en choisissant deux miroirs dans chaque plan privilégié et deux diaphragmes-fentes, à corriger le système de son astigmatisme uniforme, de la distorsion, de la coma uniforme et de l'inclinaison de champ. Nous allons voir maintenant

apparaître les aberrations du troisième ordre : la distorsion, la courbure de champ, l'astigmatisme, la coma et l'aberration sphérique. L'exploration numérique montre que la distorsion, l'astigmatisme (dans le cas de deux miroirs séparés) et l'aberration sphérique sont négligeables. La courbure de champ est une aberration gênante car elle limite le champ utile à des valeurs très faibles. Le recours aux surfaces réceptrices déformées est ennuyeux car le profil à donner à ces surfaces dépend du grandissement ; il est toutefois possible, pour les faibles champs, de construire une chambre photographique dont la surface sensible ait une courbure variable que l'on adapte à chacun des cas.

La coma ne peut être ni corrigée, ni repliée c'est-à-dire annulée au centre et au bord du champ ; c'est donc elle qui limitera finalement le pouvoir de résolution géométrique de l'instrument. Nous avons vu par ailleurs que l'on peut s'en servir pour corriger la courbure de champ.

CONCLUSION. — Nous avons étudié, dans cette section, le cas des systèmes à faible ouverture angulaire sous incidence rasante. La correction des aberrations trouvées a nécessité l'emploi d'une seconde paire de miroirs. L'introduction d'autres paires est théoriquement nécessaire pour améliorer cette correction mais nous ne pensons pas que la complexité des réglages et l'augmentation très forte des striations ainsi que la perte de luminosité puissent être compensées par un gain appréciable du pouvoir séparateur.

Le microscope catamégonique sans astigmatisme. — Nous allons maintenant étudier les aberrations de l'objectif que nous avons réalisé et mis au point, et avec lequel nous avons fait toutes les expériences décrites dans la dernière partie de ce travail.

A. RAPPEL DES DÉFAUTS DU MICROSCOPE A RAYONS X A MIROIRS SÉPARÉS ET EXISTENCE D'UNE MÉTHODE DE CORRECTION DE CES DÉFAUTS. — La formule (5), condition algébrique de correction de l'astigmatisme, est théoriquement aisée à vérifier, et comme les champs sont en général faibles, il y a pratiquement correction pour un petit objet perpendiculaire à AO_1 . Mais la vérification des formules doit être précise et la pratique nous a montré qu'il est très difficile d'obtenir de bonnes images avec une seule paire de miroirs sphériques. De plus, les variations de $S'_2T'_2 = f(O_1A)$ au voisinage de $S'_2T'_2 = 0$ sont très fortes, comme le montre la différenciation des formules : dès que l'objet a une certaine épaisseur, il est impossible d'en obtenir une image nette, la diffusion due aux différents plans voilant les détails du plan de mise au point. Si nous faisons $O_1O_2 = 0$, la formule (5) devient :

$$\frac{2}{O_1C_2 \cdot u_2} + \frac{2u_1}{O_1C_1} = \frac{2u_2}{O_1C_1} + \frac{2}{O_1C_1 \cdot u_1}$$

la correction de l'astigmatisme ne dépend plus de O_1A , mais seulement

des valeurs des rayons et des angles d'incidence. Si, de plus, nous faisons $R_1 = R_2 = R$ et $u_1 = u_2$, les deux focales sont toujours confondues, il n'y a plus d'astigmatisme.

Nous avons montré, d'après les formules (6) et (7), que le système présente de l'anamorphose et fournit donc une reproduction déformée de l'objet. L'utilisation d'anamorphoseur est à déconseiller car ce procédé de restitution donne de médiocres résultats. De plus, les grandissements étant différents, si nous voulons avoir une limite de résolution photographique donnée pour l'ensemble de l'objet, il faut prendre, dans l'une des directions principales, un grandissement beaucoup plus grand que la valeur nécessaire afin que les dimensions de la tache-image restent très supérieures à la granularité du film photographique. Ceci entraîne une augmentation des aberrations parfois inacceptable. Les cas où les grandissements sont égaux sont celui où $u_1 = u_2 = \frac{\pi}{2}$ (qui est le cas des systèmes centrés que nous ne pouvons utiliser) et celui où $R_1 = R_2 = \infty$ (qui est le cas des miroirs plans). Mais il y a aussi le cas où $O_1O_2 = 0$ déjà cité. Notre système est donc aussi débarrassé de l'anamorphose.

B. PRISME EN TOIT A FACES LATÉRALES SPHÉRIQUES. — Dire que la distance des deux miroirs (M_1) et (M_2) est nulle signifie que le rayon moyen issu du point A, centre du champ, tombe sur l'intersection des deux miroirs. Les rayons issus d'un point-objet se réfléchissent successivement sur les deux faces de cet ensemble qui constitue un prisme en toit à faces latérales sphériques. Pour que le système soit utilisable, il faut que l'ordre des réflexions soit sans importance, c'est-à-dire que l'image donnée par la réflexion sur le premier puis sur le second miroir soit confondue — ou sensiblement confondue — avec celle donnée par la réflexion sur le second puis sur le premier miroir.

Soit (fig. 2) deux sphères (M_1) et (M_2) de centres C_1 et C_2 et dont les rayons sont R_1 et R_2 ($R = OC$). Sur le cercle d'intersection (Γ) de ces deux sphères, nous prenons un point O comme sommet d'un système d'axes $Oxyz$. Oy étant dirigé suivant OC_1 , Oz suivant OC_2 et Ox directement perpendiculaire à (Oz , Oy). Les coordonnées des centres des sphères sont $C_1(O, R_1, 0)$ et $C_2(0, 0, R_2)$. Un point A a pour coordonnées sphériques (a, u, v), c'est-à-dire que le rayon AO est défini par l'angle qu'il fait avec Ox et l'angle v de sa projection sur yOz avec l'axe Oy ; sur ce rayon, nous prenons le point A à la distance a de O, a est compté positivement si A est virtuel. Le rayon moyen issu de A est AO, la pupille d'entrée est centrée sur ce rayon.

Au point O, les miroirs se comportent, pour le rayon considéré AO, comme des miroirs plans de normales OC_1 et OC_2 . Pour que le système soit utilisable, il faut qu'il donne, d'un point A, une seule image quel que soit l'ordre des réflexions : on sait qu'il faut que les miroirs plans —

donc les rayons OC_1 et OC_2 — soient perpendiculaires. Le système de coordonnées xyz est trirectangle direct et les deux sphères sont orthogonales.

Nous prenons le plan-objet (π) parallèle au plan yOz et à la distance $a \cdot \cos u$, le point A ayant pour coordonnées :

$$a \cdot \cos u, -a \cdot \sin u \cdot \cos \varphi \quad \text{et} \quad -a \cdot \sin u \cdot \sin \varphi.$$

Nous choisissons dans le plan-objet deux axes AY et AZ parallèles à Oy et Oz ; un point B quelconque de ce plan est repéré par ses coordonnées Y et Z par rapport à ces axes, soit $a \cdot \cos u$, $Y - a \cdot \sin u \cdot \cos \varphi$

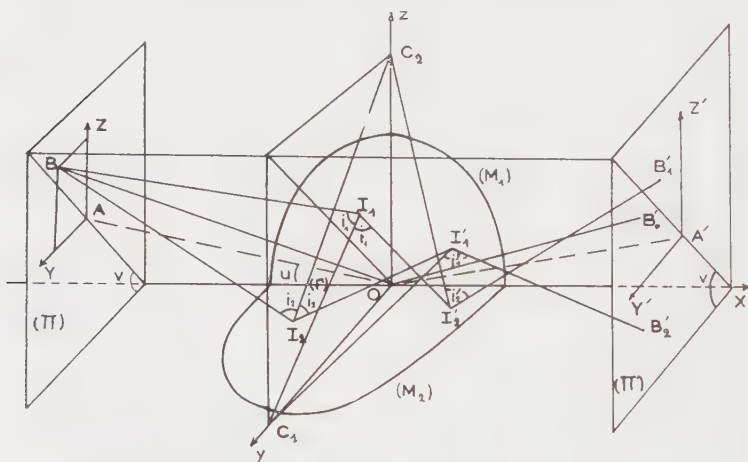


Fig. 2.

et $Z - a \cdot \sin u \cdot \sin \varphi$ par rapport à $Oxyz$. Un rayon issu de B frappant (M_1) en $I_1(x_1, y_1, z_1)$ se réfléchit puis rencontre (M_2) en $I'_2(x'_2, y'_2, z'_2)$. Un autre rayon frappe d'abord (M_2) en $I_2(x_2, y_2, z_2)$ puis (M_1) en $I'_1(x'_1, y'_1, z'_1)$. Ces rayons rencontrent ensuite le plan-image (π') en des points B'_1 et B'_2 de coordonnées (Y'_1, Z'_1) et (Y'_2, Z'_2) par rapport à un système d'axes $A'Y'Z'$ parallèles à Oyz .

Pour faire le calcul des positions de B'_1 et B'_2 , nous supposons que les champs et les ouvertures sont des infiniment petits du premier ordre par rapport à OA et nous limitons les développements aux termes du premier degré en Y, Z, x, y, z . Ceci est légitime puisque nous n'étudions que l'astigmatisme du premier ordre. Dans ces conditions, par suite du choix des axes et des équations des calottes sphériques, nous avons :

$$y_1 = y'_1 = z_2 = z'_2 = 0$$

au second ordre d'infinitude près.

Le calcul donne, dans ces conditions :

$$Y'_1 = -\frac{x_1 \sin u \cos \nu}{\cos u} + h \left(\frac{x_1 \sin u \cos \nu}{a \cos u} + \frac{2x_1 \sin^2 u \cos^2 \nu}{R_1 \cos u} + \frac{2x_1 \sin^2 u \cos \nu \sin \nu}{R_1 \cos u} \right. \\ \left. - \frac{2z_1 \sin u \sin \nu}{R_1} - \frac{Y}{a} + \frac{2x_1 \cos u}{R_1} \right)$$

$$Z'_1 = -\frac{z_1 \sin u \sin \nu}{\cos u} - z_1 + h \left(\frac{z_1 \sin u \sin \nu}{a \cos u} + \frac{2z_1 \cos^2 u}{R_2 \sin u \sin \nu} + \frac{2x_1 \sin^2 u \sin \nu \cos \nu}{R_1 \cos u} \right. \\ \left. + \frac{2x_1 \sin^2 u \sin^2 \nu}{R_2 \cos u} + \frac{2z_1 \sin u \sin \nu}{R_2} - \frac{Z}{a} + \frac{z_1}{a} \right. \\ \left. + \frac{2z_1 \sin u \cos \nu}{R_1} + \frac{2z_1 \cos^2 \nu \sin u}{R_2 \sin \nu} + \frac{2x_1 \cos u}{R_2} \right)$$

Les quantités $(-Yh/a)$ et $(-Zh/a)$ représentent les coordonnées Y' et Z' de l'intersection du rayon moyen issu de B avec le plan récepteur, si nous prenons le centre du diaphragme en O.

Si maintenant nous reprenons le même calcul que ci-dessus mais en supposant que la réflexion se fait d'abord sur le deuxième miroir, nous obtenons des formules qui se déduisent des précédentes par une permutation de $\cos \nu$ et de $\sin \nu$, de Y et de Z, de y et de z et des indices 1 et 2.

On peut conclure de la comparaison des deux séries de formules, qu'en général, dès que l'ouverture n'est plus extrêmement petite, le système donne deux images distinctes B'_1 et B'_2 d'un point B. Cherchons à les confondre en un point B' . Pour la suite du calcul, nous allons grouper les rayons deux à deux, de manière qu'à tout rayon incident tombant sur le premier miroir en un point I_1 de coordonnées x_1 et z_1 corresponde un autre rayon tombant sur le miroir (M_2) en un point I_2 de coordonnées x_2 et y_2 telles que la valeur de x soit la même dans les deux cas et que $z_1 = y_2$: les deux points sont symétriques par rapport au plan $\nu = 45^\circ$. On peut donc faire, dans les équations, $x_1 = x_2 = x$ et poser $z_1 = y_2 = t$ pour les rayons considérés.

Nous allons chercher alors la valeur de h pour que ces deux rayons, issus d'un même point B viennent tous deux converger au même point B' du plan récepteur.

La comparaison de Y'_1 et de Y'_2 donne, après simplification par t :

$$\frac{1}{h} = \frac{2 \sin u \cos \nu}{R_1} + \frac{1}{a} + \frac{2 \sin u \sin \nu}{R_2} + \frac{2 \sin^2 \nu \sin u}{R_1 \cos \nu} \\ + \frac{2 \cos^2 u}{R_1 \sin u \cos \nu} + \frac{2 \sin u \sin \nu}{R_1}$$

et celle de Z'_1 et Z'_2 donne de même :

$$\frac{1}{h} = \frac{2 \sin u \sin \nu}{R_2} + \frac{1}{a} + \frac{2 \sin u \cos \nu}{R_1} + \frac{2 \cos^2 \nu \sin u}{R_2 \sin \nu} \\ + \frac{2 \cos^2 u}{R_1 \sin u \sin \nu} + \frac{2 \sin u \cos \nu}{R_2}$$

Pour que la coïncidence existe dans les deux cas, les conditions doivent

être identiques, ce qui exige : $R_1 = R_2 = R$ et $\sin \varphi = \cos \varphi$ ou $\varphi = 45^\circ$. Il y a un plan de symétrie $y = z$. La condition s'écrit alors :

$$1/h = 2\sqrt{2} \cdot \sin u/R + 1/a + 2\sqrt{2} \cdot /R \cdot \sin u.$$

Et on obtient :

$$\frac{Y'}{h} = -\frac{Y}{a} - \frac{2x \cdot \sin^2 u}{R \cdot \cos u} - \frac{2t \cdot \sin u}{R\sqrt{2}} \quad \frac{Z'}{h} = -\frac{Z}{a} - \frac{2x \cdot \sin^2 u}{R \cdot \cos u} - \frac{2t \cdot \sin u}{R\sqrt{2}}.$$

On voit d'après les valeurs trouvées que les deux rayons considérés viennent bien converger en un même point, mais que ce point est variable avec t , donc avec le couple de rayon. La comparaison de Y' et de Z' montre que $dY' = dZ'$, le déplacement de B' s'effectue sur un petit segment de droite situé dans le plan de symétrie, nous avons fait la mise au point sur une des focales, l'autre focale s'obtenant en prenant $\varphi = 225^\circ$. La valeur de h qui correspond au cercle de moindre diffusion, soit h_c , est obtenue à l'aide des formules de l'astigmatisme :

$$1/h_c = 1/a + 2 \cdot \bar{2}/R \sin u + 2 \sin u/R\sqrt{2}.$$

Il n'y a pas correction complète de l'astigmatisme car cela exigerait que les miroirs soient croisés et non orthogonaux.

En résumé, pour un angle d'incidence moyen du faisceau quelconque, le système est inutilisable. Mais regardons ce qui se passe sous de très fortes incidences. On pourra alors écrire $\cos u = 1$ et $\sin u = u$ et en se limitant au premier ordre de grandeur :

$$\frac{1}{h} = \frac{1}{a} + \frac{2u\sqrt{2}}{R} + \frac{2\sqrt{2}}{Ru} \quad \frac{1}{h_c} = \frac{1}{a} + \frac{2u}{R\sqrt{2}} + \frac{2\sqrt{2}}{Ru}.$$

Ru étant de l'ordre de grandeur de a , u/R est équivalent à u^2/a .

Faisons une application numérique :

$$u = 10^{-2} \text{ rad} \quad a = -40 \text{ mm} \quad x = 25 \text{ mm}$$

$$R = 2 \cdot 10^4 \text{ mm} \quad t = 0,20 \text{ mm} \quad o = 5 \cdot 10^{-3} \text{ rad} \quad h = 4 \cdot 10^3 \text{ mm}.$$

On voit que $h = h_c$ à 4μ près et que $dY'/h = 4 \cdot 10^{-8}$ soit, à 4 m, un écart entre les deux images de $1,6\mu$. A cette distance, le grandissement est $100 \times$ environ, c'est-à-dire qu'une tache-image d'un objet de $0,2\mu$ de diamètre a une largeur de 20μ . Pour de très fortes incidences, le système donne une image ponctuelle unique d'un point-objet, les écarts entre les deux images étant nettement inférieurs à la limite de résolution de l'objectif. De plus, à un très petit angle près, les plans d'incidence successifs sont perpendiculaires, la correction de l'astigmatisme est réalisée puisque $h \simeq h_c$, et que le fait qu'une des focales soit confondue

avec le cercle de moindre diffusion entraîne que l'autre focale soit aussi confondue avec lui.

Cette correction est automatique pour tous les points de l'axe. En effet, les focales S'_2 et T'_2 sont confondues quels que soient les points A choisis. Le système n'a pas d'astigmatisme.

Opérons maintenant en sens inverse. Nous admettons que la distance des deux images B'_1 B'_2 peut être au maximum de 20μ , cette valeur correspondant à une limite de résolution qui est encore loin d'être atteinte. L'angle u correspondant est 60° . On voit donc que notre système est utilisable dans de très larges limites, et il est fort peu probable que l'emploi de grandes longueurs d'onde puisse nécessiter des angles supérieurs à cette valeur; d'ailleurs, dans ce cas, il faudrait repenser complètement le problème, d'autres montages optiques pouvant être plus intéressants.

Nous voyons aussi, sur les formules de grandissement, que ce grandissement est le même dans les deux directions Y et Z: il n'y a donc ni distorsion du premier ordre, ni anamorphose et nous pouvons écrire:

$$G = \frac{1}{a \left(\frac{2\sqrt{2}}{R \cdot \sin u} - \frac{1}{a} \right)}.$$

Ce système présente un avantage supplémentaire sur les autres systèmes: il possède un plan de symétrie et nous avons montré que le nombre des termes d'aberration d'un tel système est divisé par deux par rapport à celui d'un système à deux miroirs séparés. Cette différence est d'ailleurs sensible comme nous avons pu nous en rendre compte à l'aide d'un premier montage effectué avec des miroirs distincts.

Le système donnant deux images d'un même point-objet, il y a théoriquement possibilité d'interférences entre les deux faisceaux mais le calcul montre que les franges ne sont pas observables.

Nous terminons ici cette étude théorique du microscope catamégonique sans astigmatisme. Il ne nous a pas paru nécessaire de reprendre tout ce qui a été dit au sujet des aberrations, car les différences ne portent que sur le nombre des termes et non sur la forme des figures de déplacement des termes restants. Nous pensons avoir montré, dans cette section, toutes les particularités de l'appareil qui sera décrit en détail plus loin; signalons seulement que, d'après P. Kirkpatrick, notre système présente une bonne correction de la coma, la valeur de cette aberration étant fonction de la distance des deux miroirs.

Nous ne ferons plus allusion maintenant qu'à ce type de microscope.

CHAPITRE III

Optique physique.

Une fois les aberrations corrigées, toute la lumière issue d'un point-objet ne vient pas converger au point-image géométrique. Il s'ensuit un voile, localisé ou diffus. L'appareil se compose d'un diaphragme de champ, d'un sélecteur, d'un objectif, d'une pupille de sortie et d'une plaque photographique. Ce sont donc ces divers éléments qui vont contribuer à la formation du voile. Nous nous limiterons, dans ce chapitre, à l'étude de deux points particuliers : en premier lieu, nous chercherons à évaluer le rôle de la diffraction sur le pouvoir séparateur de l'objectif. Nous ferons ensuite une étude expérimentale de l'influence de la granulation des films radiographiques sur ce même pouvoir séparateur.

La diffraction. — On sait qu'en optique, le pouvoir séparateur est limité par la diffraction : un instrument parfait donne d'un point-objet une tache lumineuse qui présente des maxima d'intensité répartis suivant des lois connues. Le problème est ici le même et les lois identiques, mais alors que les systèmes optiques présentent des aberrations géométriques suffisamment faibles pour que la diffraction modifie d'une manière sensible la répartition lumineuse, le microscope catamégonique est trop fortement aberrant pour qu'on puisse, pour le calcul de la limite de résolution, ne tenir compte que des dimensions de la tache d'Airy. Nous allons prendre le problème sous trois aspects.

En premier lieu, cherchons la limite de résolution de l'appareil en l'absence d'aberration : ce calcul va nous donner la meilleure performance possible du microscope pour son ouverture maximum ; cette ouverture est déterminée par les conditions de réflexion totale. On a en effet : $\beta = Ru^2/(OB + Ru)$. La limite de résolution vaut donc :

$$y = k.\lambda(OB + Ru)/2Ru^2$$

k vaut 1 ou 1,22 suivant que la pupille est rectangulaire ou circulaire. Pour le grandissement 1, cette formule ne s'applique pas, car nous avons négligé des termes qui deviennent prépondérants. Pour le doublet $K\alpha$ du cuivre, nous trouvons, en utilisant des miroirs d'or et pour un grandissement infini :

$$y = 42\lambda = 62,5 \text{ \AA}.$$

Et pour le grandissement $100 \times$ habituellement utilisé :

$$y = 61 \text{ \AA}.$$

Cette valeur est indépendante de la longueur d'onde (voir formule (2)) et l'influence du métal est négligeable, les valeurs de u pour les métaux utilisables étant très voisines. En fait, la valeur théorique réelle doit être plus grande que la valeur trouvée, car nous avons supposé que l'angle d'attaque pouvait prendre une valeur nulle ce qui n'est possible qu'en un point de l'axe. La comparaison de ces valeurs de y avec la valeur obtenue par le calcul des aberrations montre que le rôle de la diffraction est négligeable pour le moment, mais elle montre aussi tout l'intérêt qu'il y a à rechercher une correction meilleure de ces aberrations.

Nous avons supposé ci-dessus que l'ouverture du système était limitée par la réflexion totale ; or, pour avoir des aberrations acceptables, l'ouverture-objet doit être de l'ordre de 0,001 rd. La formule $y = k \cdot \lambda / 2\beta$ donne alors pour la diffraction, la limite de 7 500 Å. Les aberrations donnant une valeur de l'ordre de 1 μ , la diffraction ne peut donc plus être considérée comme négligeable et elle va modifier les répartitions lumineuses.

Prince (27) a proposé de prendre pour ouverture celle qui donne des élargissements dus aux aberrations et à la diffraction égaux. (9e) conduit à l'égalité :

$$y = \left[\frac{-3\lambda^2 \cdot \overline{OB^2} (OB + Ru)}{8R^2 \cdot u^3} \right]^{1/3} = \left[\frac{-3\lambda^2 R (1 - G)^2 (1 + G)}{32 \cdot G^3} \right]^{1/3}.$$

L'application numérique donne 3 400 Å.

En fait, le calcul de Prince repose sur une hypothèse erronée : aberrations géométriques et diffraction sont deux phénomènes différents et non additifs. Les travaux de A. Maréchal permettent de se faire une idée plus précise de ce qui se passe réellement. Il est nécessaire de faire auparavant une évaluation en longueur d'onde de la déformation Δ de la surface d'onde.

Les deux aberrations résiduelles importantes sont la coma et la courbure de champ. La coma est donnée par la formule (11) ; elle est constante dans le champ : nous n'avons pas à nous préoccuper de la position du point étudié. La courbure de champ, qui n'est pas donnée par les calculs précédents, a été évaluée par calcul numérique. Nous obtenons ainsi :

$$\Delta_{\text{coma}} = 10^{15} \cdot \lambda \cdot \alpha'^3 \quad \Delta_{\text{courbure}} = 10^{10} \cdot \frac{\lambda}{4} \cdot Y'^2 \cdot \alpha'^2.$$

L'ouverture étant de l'ordre de 10^{-5} , Δ_{coma} peut varier de λ à 2λ . Quant à Δ_{courbure} , les champs étant au plus de 0,1 mm, la déformation de la surface d'onde est négligeable.

Nous allons évaluer le pouvoir de résolution de l'objectif, en utilisant les courbes de A. Maréchal (22), pour une déformation comatique

de λ , $1,5\lambda$ et 2λ . Les courbes sont reproduites sur la figure 3a. On voit tout de suite que, vu la forme allongée des courbes dans le sens horizontal on aura une limite supérieure de la résolution en prenant deux points

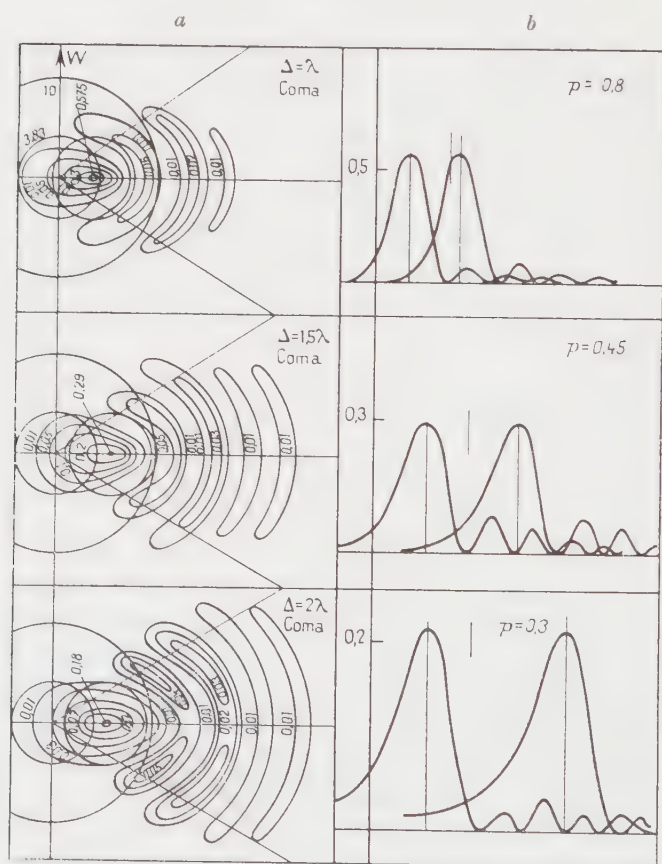


Fig. 3.

3 a. Courbes isophotes de la tache image.

3 b. Coupe par le plan de symétrie des solides de diffraction de deux points.

placés sur l'axe horizontal, la valeur trouvée en prenant deux points situés sur l'axe vertical étant plus faible. Nous avons pris comme critère de résolution celui utilisé dans le cas de deux taches de diffraction pure, c'est-à-dire que la baisse de l'intensité relative entre les images de ces deux points doit être au minimum de 0,8 pour pouvoir les séparer. On

voit donc, dans ces conditions, sur la figure 3*b*, que le pouvoir de résolution est à peu près le même que sans aberrations, pour une déformation λ de la surface d'onde, mais qu'il y a une chute rapide avec l'augmentation de Δ . Les performances p de l'instrument par rapport à un instrument ne présentant que de la diffraction sont portées sur la figure 3*b*, pour les trois valeurs de Δ .

La méthode ci-dessus n'est applicable que dans le cas de deux objets absolument noirs. Dans le cas d'un objet à structure périodique — et tous les objets peuvent être décomposés en une somme de structures périodiques — et non totalement absorbant, il faut appliquer la méthode de Steel (29). Rappelons que celui-ci évalue la perte de contraste de l'image, due à l'instrument, en fonction des coefficients d'aberration — exprimés en longueur d'onde pour une pupille de rayon unité — et de la fréquence spatiale relative de l'objet, c'est-à-dire le rapport entre la périodicité p de l'objet et la limite de résolution donnée par la diffraction pure pour l'ouverture considérée.

Si C_1 est le coefficient de la coma — qui seule nous intéresse ici — et si $\cos \theta = \omega$ est la fréquence spatiale relative de l'objet, nous avons :
 perte de contraste = — $C_1 \cdot \cos \theta \cdot A(\omega)$ — $C_1 \cdot \sin \theta \cdot B(\omega)$. A et B sont donnés, en fonction de ω par :

ω	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
A	0,2234	0,4773	0,5381	0,4467	0,3021	0,1726	0,0816	0,0275	0,00354
B	0,0854	0,2096	0,2691	0,2487	0,1778	0,0974	0,0377	0,0082	0,00049

et nous avons dressé le tableau I qui donne les valeurs numériques correspondantes de la perte de contraste. Quand on fait le calcul pour comparer ces résultats avec le cas de deux points, on trouve une assez forte différence due au seuil de contraste du récepteur. Il est nécessaire d'étudier chaque cas particulier. Pour une grille faite de fils d'argent de 3 μ de diamètre, nous obtenons, avec le film radiographique Kodak Définix une limite de résolution de 80 μ dans le plan-image, soit 0,8 μ sur l'objet.

Les émulsions photographiques. — Alors que la section précédente a un caractère exclusivement théorique, le problème qui nous occupera ici est uniquement expérimental. Ce problème est le suivant : quelle est la combinaison film radiographique-révélateur qui convient le mieux aux études projetées.

Nous utilisons au laboratoire, pour la zone de longueur d'onde qui nous a occupé, des films radiographiques Kodak, Kodirex et Définix à double couche. Le révélateur généralement employé est le révélateur

TABLEAU I

Δ	λ	$1,25\lambda$	$1,50\lambda$	$1,75\lambda$	2λ										
α' rd	10^{-5}	$1,077 \cdot 10^{-5}$	$1,145 \cdot 10^{-5}$	$1,205 \cdot 10^{-5}$	$1,250 \cdot 10^{-5}$										
$\lambda/2\alpha'$ μ	7.5	7.75	8.59	9.04	9.45										
ω	$p\mu$	$C_1 \cos \theta$	$C_1 \sin \theta$	$p\mu$	$C_1 \cos \theta$	$C_1 \sin \theta$									
0.1	7.5	0.00223	0.08454	85.9	0.00502	0.19023	90.4	0.00683	0.25802	0.4.5	0.00893	0.33810			
0.2	37.5	0.01009	0.20121	38.75	0.02083	0.31439	42.95	0.04295	0.45272	45.2	0.05847	0.61621	47.25	0.07630	0.80485
0.3	25	0.04850	0.24489	25.83	0.07578	0.38265	28.63	0.10011	0.55101	30.14	0.14853	0.74008	31.5	0.14954	0.97957
0.4	18.75	0.07147	0.20890	19.38	0.11167	0.32640	21.48	0.16081	0.47002	22.6	0.21888	0.63975	23.63	0.28589	0.83500
0.5	15	0.07852	0.13335	15.5	0.11800	0.20837	17.18	0.16093	0.30005	18.08	0.23129	0.46810	18.9	0.30210	0.53343
0.6	12.5	0.06213	0.06230	12.92	0.09708	0.09735	14.32	0.13980	0.14018	15.07	0.19020	0.19081	15.75	0.24854	0.24922
0.7	10.71	0.03998	0.01921	11.07	0.06247	0.03002	12.27	0.08996	0.04323	12.91	0.12244	0.05883	13.5	0.15903	0.07685
0.8	9.38	0.01759	0.00296	9.69	0.02750	0.00463	10.74	0.03959	0.00666	11.3	0.05389	0.00907	11.89	0.07039	0.01185
0.9	8.33 ₁	0.00294	0.00009	8.61	0.00460	0.00014	9.54	0.00663	0.00020	10.01	0.00903	0.00028	10.5	0.01179	0.00037

au trait Radio-Kodak. Mais par ailleurs, nous avons utilisé pour d'autres films, le révélateur anglais Promicrol qui combine un révélateur chimique à grains ultra-fins et un agent physique augmentant la densité du cliché par formation d'un complexe argento-métallique ; il était intéressant d'essayer d'étendre son application.

Nous avons fait un examen rapide de la question en nous limitant aux points suivants :

1° Nous avons supposé la loi de réciprocité vérifiée, car nous avons toujours fonctionné dans les mêmes conditions de tension et de débit (anticathode de cuivre, 40 kV, 12 mA, fenêtre de béryllium de 1 mm), le temps de pose seul variant.

2° Nous avons étudié les réactions des films au faisceau réfléchi par les miroirs pour le grandissement $100\times$, sans chercher à connaître leur sensibilité pour chaque longueur d'onde de ce faisceau, car seul le résultat global nous intéresse ici.

3° Nous traçons les courbes de noircissement en fonction du temps de pose. Nous nous sommes arrêté avant l'apparition des phénomènes de solarisation, car ils ne se produisent jamais dans nos expériences.

4° Nous n'avons pas cherché à suivre l'évolution de l'image avec le temps.

5° Nous avons suivi le mode de développement indiqué par les fabricants. Nous ne nous sommes pas inquiété de savoir si une autre température ou une autre durée de développement convenait mieux.

Le choix de la combinaison film-révélateur intervient de la manière suivante : quand nous avons un objet fortement contrasté, telle une grille, nous prenons la combinaison qui donne le grain le plus fin aux dépens du contraste ; pour les objets à faible contraste, au contraire, nous choisissons la méthode donnant le plus fort contraste, mais nous perdons en détails.

Pour établir la courbe de noircissement, nous déterminons la densité moyenne de films exposés avec des temps de pose croissants en la comparant simplement à la densité de filtres Wratten étalonnés de 0,1 en 0,1 ; la précision des mesures est donc de 0,1.

L'étude des résultats nous a conduit aux conclusions suivantes qui ne sont évidemment valables que pour les conditions expérimentales indiquées :

1° La partie rectiligne des courbes ne dépasse pas une variation de d égale à 1, que l'on porte en abscisse t ou $\log t$. Il faut donc être prudent quand on veut déduire la densité probable d'un cliché à partir de celle d'un autre cliché pris avec un temps de pose différent.

2° Les contrastes semblent meilleurs avec le Promicrol, mais il ne faut pas oublier que la moindre erreur sur la détermination de la position de la tangente influe fortement sur la valeur mesurée.

TABLEAU II

Films	Kodirex		Définix	
Révéléateur	Radio-Kodalk	Promicrol	Radio-Kodalk	Promicrol
Voile	0,5	0,7	0,25 ?	0,27 ?
2''	0,5	0,7	0,25	0,27
3''7	0,5	0,7	0,25	0,27
7''	0,5	0,7	0,25	0,27
14''	0,52 ?	0,75 ?	0,25	0,27
28''	0,55 ?	0,8	0,25	0,27
56''	0,6	0,9	0,26 ?	0,27
1'52''	0,9	1	0,3	0,3
3'45''	1,2	1,2	0,4	0,4
7'30	1,5	1,5	0,6	0,6
15'	1,9	1,8	0,8	0,7
30'	2,3	2,6	1,1	1,2
1 heure	2,7	3	1,8	1,7
2 heures	3	3,13 ?	2,3	2,4
4 heures	3,1	3,2	2,45 ?	2,55
Contraste	4,8	9,1	5,4	9,3
Rapidité relative	1	1	0,3	0,3
Granulation	0,18 mm	0,14 mm	50 μ	34 μ
Granulation relative	1	0,8	0,23	0,19
Distance de granulation	2,10 mm	1,7 m	0,6 m	0,4 m
	Densité			

3° Pour les deux révélateurs, l'émulsion la plus rapide est le Kodirex, la plus contrastée semble être le Définix.

4° Le voile de fond est plus dense avec le Promicrol, par suite de son mode d'action développatrice.

Nous savons que les grains d'argent des émulsions photographiques ont des dimensions qui varient de quelques dixièmes de micron à quelques microns. Ces grains se groupent en agglomérats parfois visibles à l'œil nu que l'on appelle la granulation. Nous utilisons la mesure subjective et nous n'essayerons pas de faire la liaison entre la valeur trouvée et la grandeur, nommée granularité que l'on obtient par des méthodes subjectives. Nous projetons sur un écran blanc sans grain, une image agrandie N fois de l'émulsion. Nous nous plaçons alors à la distance X de l'écran pour laquelle les agglomérats de grains ne sont plus discernables les uns des autres. Nous prenons une brillance lumineuse sur l'écran de 50 nits environ. Nous adoptons, pour valeur de la granulation, la formule donnée par A. Arnulf : $G = 8,45 X/10\,000 N$.

Nous obtenons les valeurs du tableau II dont nous tirons les conclusions suivantes :

— le Promicrol donne un peu moins de granulation que le Radio-Kodalk. Il est donc intéressant de l'utiliser dans notre cas ; mais il est à déconseiller chaque fois que l'on doit faire des mesures de densité, vu l'augmentation artificielle du noircissement ;

— le Définix a une granulation presque cinq fois plus faible que le Kodirex ; signalons toutefois que, depuis ces expériences, la firme Kodak a mis sur le marché un nouveau type de Kodirex dont le voile de fond a été fortement diminué. Les expériences n'ont pas été reprises avec ce nouveau film.

Conclusion générale.

Nous avons tenté, dans cette partie théorique, d'étudier les divers aspects du problème posé par la focalisation des rayons X à l'aide de miroirs. Nous avons cherché les conditions pour obtenir une image nette, aussi proche que possible de l'objet. Il ne nous a malheureusement pas toujours été aisé de faire une étude très poussée de la question, car les moyens mathématiques ou les bases expérimentales nous faisaient défaut. Il est à souhaiter que certains problèmes, qui n'ont été qu'effleurés, soient repris plus en détail ; nous pensons le faire prochainement pour certains d'entre eux.

DEUXIÈME PARTIE

RÉALISATION D'UN MICROSCOPE A RAYONS X
ET ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DES APPLICATIONS
DE LA RÉFLEXION TOTALE ET DE LA FOCALISATION
DES RAYONS X PAR LES MIROIRS

CHAPITRE PREMIER

Réalisation du microscope sans astigmatisme.

Nous allons détailler les techniques de réalisation du microscope à objectif en toit, tel que les considérations théoriques antérieures nous ont amené à le concevoir. Nous commencerons par étudier sa réalisation, puis nous indiquerons les réglages qui peuvent faciliter son emploi et nous terminerons par le mode opératoire.

Réalisation de l'objectif. — La réalisation de l'objectif catamégonique comprend la fabrication d'un prisme de verre et la métallisation de la pièce obtenue.

A. FABRICATION DE L'OJECTIF. — Considérons deux sphères orthogonales de même rayon, elles se coupent sous un angle de 90° tout le long de leur intersection, dont le plan fait 45° avec les surfaces. La section du bloc de verre dans lequel est taillée la sphère doit donc se faire par un plan passant par un point quelconque et faisant 45° avec la normale en ce point. Le montage se fait par adhérence — le collage risque de modifier les angles si le film de colle n'a pas une épaisseur très uniforme — et la solidité du montage est fonction de la grandeur des surfaces en contact. Il y a donc intérêt à choisir l'épaisseur du bloc de verre telle que la surface de section soit maximum. La section se faisant sensiblement par le sommet O de la calotte sphérique, sa surface est maximum quand la face inférieure du bloc passe par le point M, intersection du plan de section et de la face latérale de ce bloc, choisi — pour la commodité du polissage — de forme cylindrique. Si cette face inférieure est au-dessus de M, la surface utile de la section est réduite ; si elle est en dessous, la partie du cylindre inutile risque, par son poids, de déformer le montage.

Nous devons polir une lame de verre avec beaucoup de précision, puis la couper par un plan dans des conditions bien déterminées et enfin la métalliser. Si le verre présente des défauts d'homogénéité ou de recuit, s'il existe dans la masse des tensions même faibles, ces défauts

se répercuteront sur la construction, soit immédiatement, soit avec le temps, par une déformation de l'ensemble, c'est-à-dire une variation de la valeur des angles. Il importe donc de choisir un verre stable, exempt de bulles et de tension. Notre choix s'est porté sur un B-18-64, qui est un borosilicate-crown. Nous prenons un verre premier choix à recuit très fin et nous l'examinons entre deux polaroïds croisés pour être certain de ses qualités mécaniques.

La mesure fréquente et rapide de l'angle d'un plan tangent à une sphère avec un plan quelconque est impossible avec une grande précision. En effet, la méthode comparative la plus précise que nous ayons actuellement pour la mesure des angles est l'étude des franges d'égale épaisseur obtenues par interférence entre les faces de l'angle étudié et un système de référence constitué par les faces planes d'une cale d'angle. Si les faces de l'angle étudié sont planes, les franges sont linéaires et équidistantes et l'évaluation de l'écart de ces deux angles est aisée ; si au contraire, les faces sont courbes, les franges sont des anneaux dont nous avons à évaluer la position du centre, ce qui est peu précis. Il faut procéder en deux étapes : nous mesurons d'abord l'angle entre la section et une surface plane, puis nous comparons cet angle avec l'angle formé par le plan de section et le plan tangent au point de section.

Nous opérons de la manière suivante : nous polissons la face supérieure du cylindre suivant une sphère de rayon R et la face inférieure suivant un plan perpendiculaire à l'axe de symétrie du bloc de verre. Nous repérons le point O de la sphère où le plan tangent est parallèle à cette face plane. Si nous coupons le cylindre par un plan passant par O, l'angle du plan de section et du plan tangent en O est égal à l'angle de la face plane et du plan de section. Il revient donc au même de mesurer l'un ou l'autre de ces angles, mais alors que l'un est défini comme angle de deux plans, l'autre est l'angle d'un plan et d'une surface en un point donné.

La méthode ci-dessus exige trois conditions :

- 1° que le point O soit sur le cylindre ;
- 2° que ce point soit exactement repéré ;
- 3° que la section soit faite par ce point.

Première condition. — Supposons d'abord la sphère centrée, c'est-à-dire que la normale au centre de la face plane passe par le centre de courbure C de la sphère. L'angle du plan tangent à la sphère au bord du cylindre et de la face plane n'est que de 4'. Cet angle est faible. Il suffit qu'au départ, l'ouvrier parte d'une sphère légèrement basculée pour que le point O soit en dehors du miroir. On peut admettre un décalage de 2,5 mm par rapport à l'axe de symétrie. Pour simplifier le travail, on part d'une lame à faces parallèles. Nous nous assurons que les deux faces sont planes et en passant la lame au comparateur pneu-

Soit ZZ' la tangente en O à l'intersection des deux miroirs (fig. 4), ON_1 et ON_2 les normales aux miroirs. Un rayon AO se réfléchit d'abord sur (M_1) puis sur (M_2) . Soit OA_1' le rayon une fois réfléchi, OA_1'' le rayon deux fois réfléchi. Posons $\widehat{N_1N_2} = \frac{\pi}{2} + \varepsilon = \alpha$ et $\widehat{ZA} = \varphi$. Nous avons :

$$\widehat{AN_1} = \widehat{N_1A_1'} \quad \text{et} \quad \widehat{A_1'N_2} = \widehat{N_2A_2''}$$

donc :

$$\widehat{AO'A_1''} = 2 \cdot \widehat{N_1ON_2} = 2 \alpha \quad \text{et} \quad \widehat{ZA} = \widehat{ZA_1''} = \varphi$$

car le produit de deux symétries d'axes ON_1 et ON_2 est équivalent à une symétrie par rapport au bissecteur de l'angle N_1ON_2 . De même, pour le rayon se réfléchissant en ordre inverse : $\widehat{ZA} = \widehat{ZA_2''} = \varphi$ et $\widehat{AO'A_2''} = 2\alpha$, A_1'' et A_2'' sont donc sur le même parallèle et l'angle $(ZA_1'Z' - ZA_2''Z')$ vaut 4α . Soit H le milieu de l'arc de grand cercle $A_1'A_2''$. Dans le triangle rectangle $ZA_1''H$, nous avons :

$$\sin(A_1'A_2''/2) = \sin 2\alpha \cdot \sin \varphi.$$

Or, $A_1'A_2'' = \beta$ donc $\sin \beta/2 = \sin 2\varepsilon \cdot \sin \varphi$. β , ε et φ étant petits, on a la relation :

$$\beta = 4 \cdot \varepsilon \cdot \varphi.$$

Nous avons donc $\varepsilon = 5''$. En répartissant l'erreur entre les deux miroirs, l'erreur linéaire x sur O ne devra pas dépasser $2 \cdot 10^{-1}$ mm, précision que l'on obtient facilement. Nous opérons à l'aide des franges d'égale épaisseur par réflexion, sous incidence normale. Pour que leur observation soit possible, l'ordre d'interférence doit être inférieur au $1/2$ coefficient de finesse de la raie utilisée et la source doit avoir un diamètre apparent θ tel que $\theta \leq \sqrt{\frac{n\lambda}{c}}$. La raie verte du mercure et un diamètre de $15'$ conviennent. Le centre O des anneaux est repéré par un point sur la face courbe. L'erreur sur le pointage de O introduit une erreur de $1''$ sur ε .

Une fois le point O repéré, on coupe le bloc de verre par un plan faisant sensiblement un angle de 45° avec la face plane et passant à quelques millimètres de O . Puis on ébauche la section de manière à passer très près de O et avoir un angle correct de 45° à la fausse équerre. Enfin on doucit jusqu'à pouvoir examiner les franges d'interférence avec une cale d'angle précise à $2''$ près et on polit la section jusqu'à passer par O .

La précision sur la comparaison des angles est de $1/2$ frange sur une longueur de 30 mm, soit une erreur de $1''$. L'erreur totale sur l'angle est donc de $3''$. On vérifie la planéité de la section au $1/10$ de frange, précision nécessaire pour avoir une bonne adhérence.

On monte ensuite les miroirs l'un sur l'autre en utilisant l'adhérence. L'erreur sur la coïncidence des points O des deux miroirs est négligeable si on les pointe avec un viseur assez puissant.

L'erreur sur la valeur de l'angle au sommet du prisme en toit est donc de $8''$, soit $4 \cdot 10^{-5}$ rd, la précision est suffisante.

B. MÉTALLISATION DE L'OBJECTIF. — Pour obtenir une couche d'or très uniforme et qui épouse bien la surface du verre, nous n'avions à notre disposition que le procédé par évaporation sous vide. En utilisant cette technique, l'adhérence du film métallique obtenu et ses qualités mécaniques sont fonction du nettoyage correct des surfaces, de la qualité du vide et des températures utilisées pour la vaporisation. Il se pose avec l'or un problème supplémentaire : quelles que soient les précautions prises, une couche d'or n'adhère pas sur le verre ; pour y remédier, on commence par vaporiser du chrome, qui est très adhérent, l'adhérence de l'or pulvérisé ensuite sur le chrome est alors satisfaisante, sans être cependant parfaite. Le filament chauffant est une spirale de tungstène. La position de la surface doit être soigneusement calculée pour obtenir une arête des miroirs très franche et pour que le dépôt d'or soit uniforme. Les épaisseurs vaporisées sont environ $0,2 \mu$ pour le chrome et $0,3 \mu$ pour l'or. Ces épaisseurs, qui correspondent, vu l'angle d'attaque, à des épaisseurs de 4 mm et de 6 mm sur le trajet des rayons, sont suffisantes pour arrêter toutes les longueurs d'onde excitées.

Il faut remarquer que l'objectif, réalisé en 1953, a pu servir jusqu'à présent tel qu'il nous a été fourni et qu'il n'est apparu ni dédoublement d'image, ni glissement des miroirs. Il se peut qu'en essayant de pousser plus loin la recherche du pouvoir séparateur optimum, nous constations l'apparition de ce dédoublement. Jusqu'ici, tel n'est pas le cas et la solidité du montage est attestée par le fait qu'aucun changement sensible dans la netteté ou dans la brillance des images n'a pu être décelé depuis sa mise en service. La méthode que nous avons indiquée semble donc présenter toutes les garanties d'efficacité et de durée que l'on puisse demander dans l'état actuel de l'expérimentation.

Réalisation de la partie mécanique. — Pour pouvoir être utilisé commodément, le prisme que nous venons de réaliser doit être inclus dans un montage mécanique pourvu d'un certain nombre de réglages.

Ces réglages peuvent se répartir en six groupes, suivant la partie de l'appareil sur laquelle ils agissent : objectif, diaphragmes, objet, tube à rayons X, système d'éclairage auxiliaire.

A. RÉGLAGES DE L'OBJECTIF. — *Montage mécanique.* — Il est difficile de déplacer un tube à rayons X sous tension, aussi est-il préférable d'amener l'objectif dans le faisceau émis, plutôt que de faire l'inverse. A cette fin, il est nécessaire d'avoir un déplacement vertical (crémaillère)

et un déplacement transversal (un des déplacements d'une surplatine) de la monture de l'objectif.

Des essais préliminaires faits avec le montage usuel à trois vis calantes ont montré que les difficultés de réglage de l'objectif résident surtout dans l'interdépendance des orientations des deux miroirs : le réglage de l'un dérègle l'autre. Voici le principe d'un système permettant d'agir sur l'orientation d'un miroir sans modifier celle de l'autre : soit O le sommet du système ; considérons les droites passant par O, perpendiculaires en ce point aux plans tangents et prenons-les pour axes de rotation. L'angle d'incidence d'un rayon AO avec un des miroirs est constant dans la rotation autour de l'axe perpendiculaire à ce miroir, puisque la normale à cette surface et le rayon incident sont fixes. Dans le montage réalisé, la perpendicularité des axes de rotation et leur coïncidence avec les axes de symétrie des miroirs ont été réalisées à la construction. La précision est cependant suffisante pour que les retouches nécessaires soient inférieures à 1/10 de tour de vis de réglage. Ce défaut n'est d'ailleurs sensible que dans la recherche du pouvoir séparateur maximum.

La sensibilité des mouvements de rotation doit être telle que l'angle minimum repérable dont doit tourner un miroir entraîne un déplacement de l'image inférieur à la demi-profondeur de champ. Soit α le demi-angle d'ouverture des faisceaux images, x' la distance-image et a la limite de résolution du récepteur. La précision sur la mesure de l'angle d'attaque doit être : $du = R.a.u^2/2.\alpha.x'^2$, le montage mécanique est constitué par un bras de levier de longueur d , mû par une vis de pas p , commandée par un bouton de rayon r sur lequel on peut repérer des déplacements minima b . La variation minimum du avec cet ensemble est donc :

$$du = p.b/2\pi.r.d$$

et il suffit d'égaliser les deux valeurs.

Les valeurs numériques suivantes sont solution du problème :

$R = 2.10^4 \text{ mm}$ $\alpha = 10^{-4} \text{ rd}$ $x' = 5 \text{ m}$ $u = 10^{-2} \text{ rd}$ $du = 2''$
 $a = 5.10^{-3} \text{ mm}$ $p = 0,6 \text{ mm}$ $r = 10 \text{ mm}$ $b = 10^{-1} \text{ mm}$ $d = 10^2 \text{ mm}$
 Nous voyons que les rotations doivent être faites avec une grande précision.

Mesure des angles d'incidence. — La mesure des angles d'incidence du faisceau sur les miroirs n'a de sens que si ce faisceau est issu d'un point matériel fin et bien déterminé. L'objet étant monté sur une platine circulaire, nous avons choisi comme point de référence, celui qui coïncide avec le centre de rotation de la platine.

Considérons le faisceau issu d'un point A et tombant sur un miroir, de manière à le couvrir entièrement. Une partie du faisceau se réfléchit et vient converger en un point A', l'autre partie se propage sans déviation et forme une tache lumineuse dont le point le plus bas est A''.

La figure 5 donne : $K = y' + y'' = y[2ab + c(b - a)]/a(a + c)$. La mesure de la distance $A'A''$ permet de calculer $u = y/a$. Celles de a et b ont été faites avec un viseur.

Le calcul d'erreur donne, en négligeant l'erreur sur $A'A''$:

$$(y)' = \frac{(a+b)(2a^2 + c^2 + 2ac)}{2ab + c(b-a)} \cdot K.$$

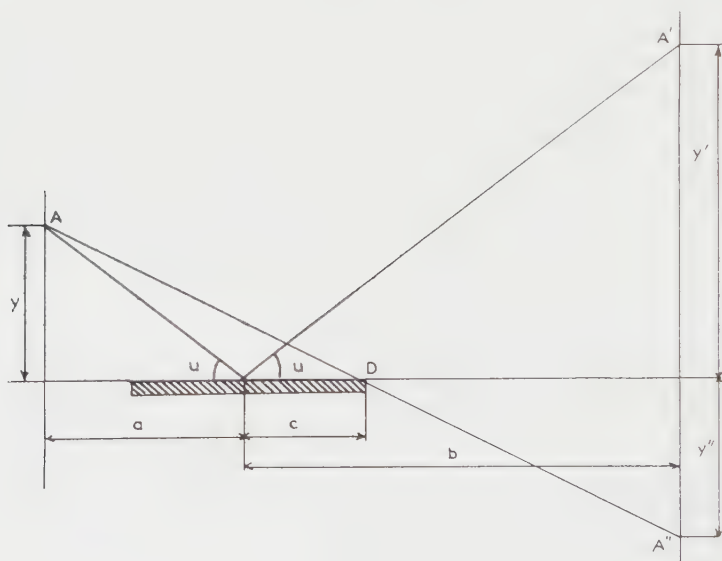


Fig. 5.

L'erreur relative sur u est de l'ordre de 0,005, ce qui est suffisant. Pour un grandissement infini, nous avons :

$$(y)'_{\infty} = \frac{u(2a^2 + c^2 + 2ac)}{(2a + c)(a + c)}$$

qui montre que la précision a une limite supérieure assez faible.

En pratique, nous nous donnons u , a et b et nous en déduisons $A'A''$. Nous retouchons l'orientation des miroirs jusqu'à avoir cette valeur. Pour amener A dans le plan de symétrie de l'objectif, il suffit que les distances $A'A''$ relatives aux deux miroirs soient égales.

Si m est le diamètre du trou-objet A , nous devons écrire que l'erreur sur $A'A''$ due à la dimension finie de A est négligeable devant les autres causes d'erreur. Il faut pour cela que le diamètre de la tache A' et la zone de pénombre de A'' soient de l'ordre de grandeur de 0,1 mm. Ceci

conduit à prendre pour m , $1/10.G$, G étant le grandissement. Avec $m = 10 \mu$, nous sommes dans des conditions satisfaisantes de précision et de luminosité.

Réglage de la distance entre le diaphragme d'ouverture et l'objectif. — La distance entre le diaphragme d'ouverture et l'objectif détermine l'inclinaison de la surface image sur l'axe : de plus, elle ne doit pas être modifiée par de légers déplacements de l'objectif, c'est pourquoi nous l'avons rendu solidaire du bloc de mise au point. Dans le montage réalisé, le diaphragme est fixe et l'objectif est déplacé à l'aide des mouvements d'une surplatine. La solution inverse est préférable, car l'objectif constitue un bloc assez lourd ; dans notre cas, la chose n'était pas gênante, car nous avons toujours opéré à grandissement constant, donc avec objectif fixe. La mise en place du diaphragme se fait d'ailleurs une fois tous les autres réglages effectués. En écrivant que le défaut de mise au point au bord du champ, dû à l'inclinaison de celui-ci, est égal à la profondeur de champ a , nous obtenons :

$$\varepsilon = \frac{c.u.\Omega'A_0(Ru_0 + 2.O_0A)^2}{2.O_0A(O_0A + 2.Ru_0)s}$$

soit 0,1 mm pour $G = 100 \times$. La précision nécessaire croît avec le grandissement. En pratique, nous prenons une succession de clichés en faisant varier la distance $O_0\Omega'$ et nous adoptons la position qui donne le champ le plus net.

La mise au point se fait en déplaçant le porte-objectif à l'aide d'une pièce à vis micrométrique construite par le Laboratoire central de l'Armement.

B. RÉGLAGE DES DIAPHRAGMES. — *Diaphragme de champ.* — La lucarne d'entrée sert à limiter le champ à sa partie champ de pleine lumière. Vu la forme de l'objectif, il est logique de prendre un diaphragme carré. Si $u = u_c/2$ est l'angle moyen d'attaque, la valeur maximum de l'angle d'attaque est $2u$. En écrivant (fig. 6) cette condition pour le bord J du miroir et le bord D du champ, nous avons :

$$ED = 2a - c \cdot u.$$

Ce diaphragme est fixe.

Sélecteur. — Son rôle est double : arrêter les rayons non réfléchis et éliminer les rayons réfléchis une fois, donc entachés d'astigmatisme. Il a une forme rectangulaire. En écrivant que FG passe par le bord du diaphragme d'ouverture, nous avons la deuxième limitation du champ :

$$EF = \frac{2(a+h)(a-c)(a+c-s)u - (hu-r)(a+c)s}{(a+c)(a+h-s)}.$$

En fait, le champ est un peu plus grand, car les rayons deux fois réfléchis tombent surtout sur JO, la région OK correspondant à des rayons une fois réfléchis, donc inutiles. La droite limite est alors DO au lieu de DK et nous avons :

$$EF = \frac{2(a+h)(a-c)(a-s)u - (hu-r)a.s}{a(a+h-s)}$$

EF est minimum quand G'' est en J ou en K. Nous avons choisi J pour des raisons de commodités mécaniques.

Comme les rotations des miroirs sont faibles, on peut éviter de faire tourner le sélecteur avec eux, ce qui est théoriquement nécessaire pour que les bords du sélecteur restent parallèles aux bords des miroirs.

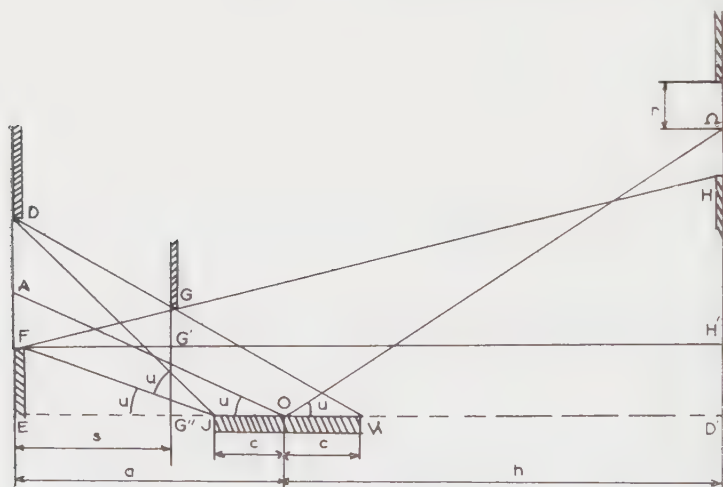


Fig. 6.

Diaphragme d'ouverture. — Son rôle est double : redresser le champ et réduire les aberrations. Son diamètre $2r$ doit être tel que, pour un champ angulaire β , le faisceau issu du bord du champ ne soit pas diaphragmé par l'objectif de rayon c . On a :

$$c = (r + \beta h)/u.$$

Une application numérique donne 20 mm. Nous avons pris 25 mm, pour avoir une marge de sécurité.

C. RÉGLAGE DE L'OBJET. — Les aberrations dans les deux directions principales du faisceau étant plus faibles, nous avons intérêt à orienter les objets suivant ces directions, quand ils possèdent des directions pri-

vilégiées (fibres, grilles...). Nous avons donc utilisé une platine tournante, avec une surplatine donnant deux mouvements rectangulaires.

D. PLAQUE PHOTOGRAPHIQUE. — Pour le grandissement $100\times$, la distance image est de l'ordre de 4 m. Cette longueur d'air ne laisse passer que 0,1 p. 100 du rayonnement $K\alpha$ du cuivre. Nous avons donc placé, après le diaphragme d'ouverture, un tube vidé, fermé à une extrémité par une fenêtre d'aluminium de 0,01 mm d'épaisseur et à l'autre extrémité par une flasque portant la plaque photographique. Le tube étant fixe, le grandissement ne peut être modifié, car le déplacement de la plaque dans le tube est difficile. On peut cependant le faire varier un peu en agissant sur la distance AO et l'angle d'attaque u .

E. TUBE A RAYONS X. — Il est nécessaire d'avoir un tube à rayons X qui donne un faisceau très divergent et bien homogène. Nous avons utilisé un tube scellé Machlett, à anticathode de cuivre. A l'aide d'une vis et de brides, on peut le faire tourner sur lui-même et le déplacer verticalement et transversalement.

F. ÉCLAIRAGE AUXILIAIRE. — Pour dégrossir les réglages, nous pouvons remplacer le faisceau X par un faisceau lumineux, concentré sur l'objet par un condenseur, après réflexion sur un miroir; trois vis calantes orientent ce miroir pour amener le faisceau lumineux en coïncidence avec le faisceau X.

Mode d'emploi du microscope catamégonique. — Cette section constitue le mode d'emploi de l'appareil tel qu'il a été effectivement réalisé au laboratoire de Chimie-Physique. La méthode décrite ici s'applique chaque fois que l'on a à examiner par transmission des objets plans ou sensiblement plans et dont l'épaisseur ne dépasse pas 1 mm. L'utilisation des tubes démontables et l'examen des préparations sous vide ne seront pas envisagés ici.

A. RÉGLAGES PRÉLIMINAIRES. — Ces réglages sont, dans leur ordre d'exécution :

- 1° Réglage du tube à rayons X.
- 2° Réglage de la source de lumière visible.
- 3° Étalonnage de zéro des graduations du porte-objectif.

1° Réglage du tube à rayons X. — Ce réglage est une opération importante et qui demande à être refaite périodiquement, car les déplacements imposés au tube pour démasquer la source de lumière visible le dérèglent.

Le faisceau doit être centré sur le diaphragme de champ et perpendiculaire à la surface-objet. Montons le tube sur son support et à l'aide des réglages prévus, amenons la fenêtre de ce tube en regard de l'ouverture du diaphragme de champ et contre lui. Puis remplaçons ce dia-

phragme par un petit écran fluorescent portant en son centre une petite pastille de diamètre égal à celui du diaphragme. Quand le tube fonctionne, nous avons sur cet écran une tache de dimensions supérieures à celle de la pastille de plomb ; nous déplaçons alors le tube pour centrer le faisceau sur la pastille. Vissons sur le porte-objet un tube d'environ 10 cm de long : il porte à son extrémité un écran fluorescent ayant en son centre une pastille de plomb, remplaçons le diaphragme de champ et regardons la tache lumineuse donnée par les rayons X. Nous pouvons admettre que l'axe du tube vissé est sensiblement confondu avec la normale au centre du diaphragme ; si donc la tache lumineuse est centrée sur la seconde pastille, nous considérons que le faisceau est réglé. S'il n'en est pas ainsi, nous retouchons le réglage du tube jusqu'à ce que les deux opérations décrites, faites à la suite l'une de l'autre, donnent deux faisceaux centrés.

2° *Réglage de la lampe d'éclairage.* — Le faisceau lumineux doit être confondu avec le faisceau X. Montons un trou-objet fin et centré, mais toutefois de diamètre suffisant pour que la diffraction ne modifie pas trop l'ouverture du faisceau visible et plaçons une plaque photographique à environ 10 cm de l'objet. Prenons un cliché en lumière X, développons et remplaçons la plaque dans sa position initiale. Éclairons le trou en lumière visible. Comme l'ouverture du faisceau lumineux est plus forte que celle du faisceau X, la tache observée sur la plaque déborde la tache due aux rayons X. Réduisons son diamètre à l'aide d'un diaphragme iris, afin d'opérer dans les mêmes conditions d'ouverture. Puis agissons sur les vis calantes du miroir à 45° qui réfléchit le faisceau lumineux pour amener les deux taches en coïncidence.

3° *Étalonnage de zéro des graduations.* — Le porte-objectif et le porte-diaphragme d'ouverture se déplacent devant les graduations qui permettent de repérer leurs positions. Ces graduations sont quelconques et il importe d'établir la correspondance entre les valeurs lues et les valeurs réelles. Cette correspondance peut être établie une fois pour toutes.

L'ensemble objectif-pupille est porté par le même bloc mobile. Soit t la position de cet ensemble. L'objectif se déplace par rapport à ce bloc, soit y sa position relative. x représente la position de l'objet par rapport au sommet de l'objectif, et x' celle de l'image. Soit enfin z la position du porte-plaque.

Le plan-objet est fixe, nous prenons comme plan de repère le plan de la platine porte-objet et la position du plan-objet réel se déduit de cette position en tenant compte du mode de montage de l'objet. Nous nous fixons une position du plan-image et à l'aide d'un viseur mobile le long d'un banc d'optique, nous mesurons la distance A de ces plans : $A = x + x'$. Nous réglons ensuite la distance miroirs-diaphragme d'ouverture, avec ce même viseur. Nous plaçons un trou-objet centré et

nous formons, sans pupille, son image sur le plan récepteur ; nous avons alors la relation :

$$1/x' = 2/R.u - 1/x.$$

Enfin, nous mesurons le grandissement :

$$G = x'/x.$$

La connaissance de Λ et G donne x et x' , la relation d'astigmatisme (4) donne u (cette valeur peut être vérifiée par la méthode indiquée plus haut).

Nous avons, d'autre part : $O\Omega = y - a$ (a est une constante déduite de la mesure de $O\Omega$).

De même : $x = t - y + b$ et $x' = z + y + c$ avec : $\Lambda = t + z + b + c$.

Donnons-nous maintenant une valeur u' et un grandissement G' , nous en déduisons des valeurs X' et X . Si pour passer de X à x , il faut déplacer l'objectif de d , il faudra déplacer l'image de $X' - x' - d$.

B. RÉGLAGE DU MICROSCOPE. — Les plans objet et image, les miroirs et la pupille occupant les positions longitudinales que nous voulons qu'ils occupent, il reste à mettre au point l'image d'un objet sur une plaque photographique et à prendre un cliché.

1° *Réglage transversal de l'objectif.* — Il s'agit de placer les miroirs dans le faisceau lumineux. Agissons sur les mouvements correspondants pour mettre l'image de la source sur l'arête de l'objectif, moitié dans l'air et moitié sur les miroirs. Dans ces conditions, le rayon moyen du faisceau passe sensiblement par le centre O de l'arête et par suite, dans les rotations que nous ferons, l'objectif sera à peu près uniformément couvert. Mettons en place un trou-objet assez gros ; sur un dépoli placé après les miroirs, nous avons une tache circulaire occultée par la masse de verre. Nous déplaçons l'objectif de manière à occulter symétriquement le faisceau sur les trois quarts de sa surface. Nous regardons alors tangentiellement les miroirs et les tournons de manière à amener l'arête à passer par le point-objet. Puis nous retirons l'objet et vérifions que l'objectif est toujours couvert uniformément.

2° *Mise au point.* — Nous plaçons comme objet une grille de pas assez grand (0,1 mm) et de même dimension que l'objet et orientons ses fils parallèlement aux miroirs. Il n'est pas conseillé de prendre des grilles trop fines, car la diffraction « mange » les détails et une grille trop grosse n'a pas d'intérêt, car on n'en verrait qu'une trop faible partie dans le champ. Nous regardons l'image et tournons les miroirs jusqu'à avoir une image nette ; précisons ce que nous entendons par là : tournons les miroirs à partir de la position zéro, nous voyons apparaître l'image de la grille, floue ; en continuant, il arrive un moment où le trait de la grille situé vers l'extérieur devient net, puis la netteté s'étend vers l'intérieur du champ et en continuant de tourner les miroirs, la netteté finit par disparaître sur le dernier trait situé vers l'intérieur. La bonne

position est celle où le trait central est net ; certes, les bords restent flous, mais nous n'avons pas à nous préoccuper de cette question, car le flou vient de l'inclinaison du champ et la mise en place de la pupille le supprimera.

3° *Réglage du sélecteur.* — L'image que nous obtenons est quadruple et voilée par le faisceau direct ; nous agissons alors sur le sélecteur pour séparer les quatre taches lumineuses, en nous arrêtant au moment où nous voyons le champ diminuer et la luminosité baisser.

4° *Centrage du diaphragme d'ouverture.* — Cette partie est la plus délicate du réglage et elle conditionne en définitive les résultats. Pointons le plan du diaphragme à l'aide d'un viseur dioptrique et orientons-le de manière que son axe optique soit sensiblement dirigé suivant l'axe du faisceau deux fois réfléchi. La pupille du viseur est uniformément couverte et l'image est au centre du champ. Pour définir avec précision cet axe, nous avons remplacé la grille par un trou fin et centré. Quand le diaphragme n'est pas en place, nous voyons dans le viseur un halo dont nous pouvons repérer le centre (on peut aussi, si le guidage du viseur est bon, faire une mise au point sur le trou-objet). Plaçons alors le diaphragme, son image est au point dans le viseur et nous le déplaçons jusqu'à amener son centre au point de croisé des fils du réticule du viseur. Nous admettrons alors que le diaphragme est réglé. Si une erreur trop importante s'était toutefois produite, nous nous en rendrions immédiatement compte, car la netteté de l'image diminue après diaphragmation.

5° *Achèvement des réglages.* — Nous remplaçons la grille de pas 0,1 mm par une grille plus fine et, en rayons X, nous prenons une succession de photographies, en modifiant systématiquement les orientations des miroirs. Les temps de pose peuvent être fort courts, l'objet ayant un contraste relativement élevé. Quand on remplace la grille par l'objet à étudier, il faut prendre soin de reprendre le même plan-objet. D'après l'image de la grille, on fait également des retouches d'inclinaison du plan-image, en agissant sur la position longitudinale de la pupille, en veillant à ne pas modifier la netteté de l'image par déplacement du rayon moyen. Malgré toutes ces précautions, les tâtonnements pour régler correctement l'appareil sont encore très longs.

CHAPITRE II

Etude expérimentale.

Notre intention initiale était de consacrer ce chapitre à l'étude des applications du microscope à rayons X. Ces applications se réduisent, pour le moment, à l'examen de spécimens métalliques. Mais les expériences, faites à la demande de Mlle Cauchois sur la qualité du rayonne-

ment réfléchi par les miroirs, ont suggéré d'autres applications de la réflexion totale suffisamment intéressantes pour être mentionnées. Notre but est seulement d'indiquer celles dont nous avons pu effectivement vérifier l'intérêt et pour chacune d'elles, de donner un exemple que nous avons essayé de rendre aussi démonstratif que possible. Par suite du développement parallèle des recherches sur la microscopie X dans divers laboratoires, certaines de ces applications — envisagées par nous, dès 1952, comme programme ultérieur de recherche — ont déjà fait l'objet à l'étranger de travaux spécialisés assez poussés, parfois même de thèses. Il nous est difficile de les indiquer tous, car beaucoup n'ont pas encore été publiés et nous en ignorons certainement un assez grand nombre.

Ce chapitre est divisé en trois sections : la première est consacrée à l'utilisation de la réflexion totale des rayons X ; la seconde aux applications de la focalisation par réflexion totale (à l'exclusion de la microscopie) ; la troisième enfin détaille plus particulièrement le cas du microscope que nous avons réalisé.

Utilisation de la réflexion totale des rayons X. — Nous avons dit qu'en dehors des zones d'absorption propre des éléments chimiques constituant le réflecteur, l'angle d'attaque limite est proportionnel à la longueur d'onde :

$$k \cdot u_c \simeq \lambda. \quad (2)$$

Le problème s'est donc posé de connaître la composition du rayonnement effectivement réfléchi par les miroirs de l'objectif, afin de déterminer les conditions de fonctionnement du tube à rayons X qui donnent, pour un objet déterminé, le cliché photographique de meilleur contraste. Les expériences décrites ci-après ont montré que, pour chaque valeur de u , l'intensité réfléchie I_r des rayonnements de longueur d'onde inférieure à $k \cdot u$ décroît très rapidement ; ce résultat est conforme aux formules de Prins (28). Nous avons alors pensé utiliser la réflexion totale pour supprimer, dans un faisceau polychromatique, les rayonnements de courte longueur d'onde sans affaiblir ceux de grande longueur d'onde.

Pour analyser le faisceau réfléchi, nous avons utilisé un spectrographe à mica courbé par transmission, type Cauchois, de 40 cm. Pour diminuer les temps de pose, nous avons remplacé le trou-objet habituellement employé en microscopie par une fente fine de 0,3 mm de large ; cette largeur a été choisie pour avoir une séparation facile du faisceau direct et du faisceau réfléchi par déplacement du sélecteur. Nous avons pris une fente parallèle à l'un des miroirs et nous n'avons fait réfléchir le faisceau que sur ce miroir, l'astigmatisme ne nous gênant pas. Enfin, nous avons supprimé le diaphragme d'ouverture afin d'augmenter la surface utile du miroir. L'appareillage se composait d'un tube à rayons X scellé A, d'une fente horizontale F, d'un sélecteur S, d'un miroir M de 20 cm de rayon et d'un spectrographe composé d'un cristal C d'axe de courbure vertical DD', d'un cercle divisé R et d'un récepteur photo-

graphique P. Puisque nous désirions voir ce qui se passait dans le cas d'images fortement agrandies, nous avons formé l'image à l'infini. Cette condition n'est pas nécessaire et il peut y avoir intérêt, pour élargir le faisceau réfléchi, à former une image virtuelle : il ne se pose pas, en effet, de problème de mise au point comme en microscopie, seuls les angles d'attaque sur les miroirs ont une importance. Enfin, nous avons placé l'axe de courbure du cristal perpendiculairement à la fente ; si nous mettions la fente parallèle à cet axe, l'ouverture angulaire du faisceau réfléchi étant toujours faible, la loi de Bragg ne serait vérifiée, pour une position donnée du cristal, que pour une toute petite bande de longueur d'onde (50 μ X environ) et il faudrait, pour avoir un spectre complet, effectuer une rotation continue du spectrographe. Grâce à l'orientation horizontale de la fente, il est possible de faire tomber simultanément sur le cristal, le faisceau direct et le faisceau réfléchi. Le réglage de zéro est fait en confondant le plan de symétrie CD du spectrographe et celui du faisceau direct. Dans ces conditions, si nous avons une raie dans le spectre donné par le faisceau direct et qu'elle ne se retrouve pas dans le spectre correspondant du faisceau réfléchi, nous pouvons affirmer que cette raie a été éliminée par réflexion, puisque les conditions expérimentales — les intensités exceptées — sont les mêmes dans les deux cas. Nous pouvons déduire de la mesure des densités des traces photographiques un ordre de grandeur du pouvoir réflecteur $R = I_r/I$ des miroirs pour chaque fréquence. Si l'on désire seulement supprimer une partie du rayonnement, et s'il n'y a pas, sur le trajet du faisceau réfléchi, d'éléments cylindriques, l'orientation de la fente peut être quelconque tout en restant parallèle au miroir.

Pour régler l'angle moyen d'attaque sur le miroir, nous avons retiré le cristal courbé et utilisé la méthode indiquée plus haut pour sa mesure. Comme nous n'avons pas ici focalisation des rayons réfléchis, il s'ensuit une indétermination ; nous connaissons cependant, en prenant les limites extrêmes de la tache de noircissement, entre quelles valeurs se trouve l'angle d'attaque moyen. Cela est suffisant pour les essais que nous envisageons. La valeur ainsi mesurée est toujours assez voisine de la valeur déduite de la formule (2) en prenant pour λ la plus grande des longueurs d'onde éliminées. Si l'on veut avoir une plus grande précision sur la valeur de l'angle d'attaque, il suffit d'employer un procédé mécanique (vernier ou goniomètre) ou l'autocollimation.

En réalité, la formule (2) n'est qu'une première approximation. La variation du pouvoir réflecteur des miroirs en fonction de l'angle d'attaque moyen du faisceau a, pour chaque longueur d'onde, l'allure générale des courbes théoriques de Prins. La courbe correspondant à λ présente un palier supérieur $R = 1$ jusqu'à la valeur $u = u_c = \lambda/k$. Puis R décroît, atteint une valeur sensiblement nulle et présente ensuite un palier inférieur $R = 0$. Coupons la famille de courbe $R(\lambda) = f(u)$ par la droite $u = \text{Cte}$. Parmi ces courbes, il en est une pour laquelle la

valeur u correspond à la fin du palier supérieur et une autre pour laquelle u correspond au début du palier inférieur. Soit λ_1 et λ_2 les longueurs d'onde correspondant à ces deux courbes. Toutes les longueurs d'onde supérieures à λ_1 sont réfléchies avec un facteur de réflexion unité, les longueurs d'onde inférieures à λ_2 ne sont pas réfléchies. Entre ces deux valeurs, R décroît avec λ . Même si u a la même valeur pour tous les rayons du faisceau incident, il n'y a pas de « coupure » nette dans le spectre des longueurs d'onde réfléchi.

En fait u n'est pas constant sur le miroir. Prenons une fente de largeur angulaire β et un miroir plan de rayon x situé à la distance y . L'angle d'attaque d'un rayon quelconque vaut : $u = (u_0 + \beta)y/(y + x)$, u varie avec x et β entre deux limites $u_1 \leq u \leq u_2$. Pour les rayons dont la longueur d'onde correspond à un angle u_c supérieur à u_2 , nous avons $R = 1$, pour ceux dont l'angle u_c est inférieur à u_1 , R est plus petit que un ; enfin pour ceux dont u_c est compris entre u_1 et u_2 , R n'est égal à un que si l'angle d'attaque est compris entre u_c et u_1 . Il s'ensuit une variation apparente de l'intensité monochromatique réfléchi, de même allure que précédemment. La seule méthode pour réduire les variations de u est de diminuer la valeur de β et de prendre une autre forme de miroir ; cette dernière solution ne peut être utilisée que pour des valeurs déterminées de l'angle u et par suite ne peut être commodément exploitée sauf sur certains appareils construits spécialement (13).

Voici les valeurs numériques que nous avons utilisées pour nos essais : longueur d'onde de référence $\lambda_1 = K\alpha_1 \text{Cu}$. Écart théorique entre λ_1 et λ_2 : 27,6 uX . Valeur de k pour un miroir d'or : 168,274 (u exprimé en radians et λ en uX).

En pratique, la mesure sur le cliché donne 50 uX . Nous n'avons pas cherché à faire une comparaison quantitative de la courbe théorique et de la courbe expérimentale, car trop de causes — dont la transmission du cristal — pourraient modifier les mesures ; cette comparaison nécessiterait une étude qui sort du cadre de nos recherches. La méthode est insuffisamment précise pour séparer $K\alpha_1$ et $K\alpha_2$, mais permet de couper facilement $K\beta$ du doublet $K\alpha$ et de supprimer, dans un enregistrement photographique, l'absorption de l'argent et celle du brome de l'émulsion.

Voici le processus expérimental : nous avons fait d'abord un cliché sans miroir, afin d'avoir un spectre de référence de 1 cm de haut (fig. 7) dont le dépouillement au microphotomètre soit aisé. Les temps de pose sont indiqués sur les microphotogrammes. Nous avons fait des rotations systématiques du spectrographe pour couvrir la totalité du spectre intéressant. Comme il était difficile d'effectuer rigoureusement les rotations nécessaires, ceci a entraîné le recouvrement de portions successives du spectre, mais la chose ne nous gênait pas. Il est évident que pour faire une étude approfondie du phénomène, il faudrait prévoir un entraînement continu du spectrographe. Nous avons d'abord éliminé les longueurs d'onde inférieures à 600 uX . Dans l'enregistrement photo-

graphique du spectre obtenu, nous remarquons la disparition de la bande correspondant à l'absorption, par l'argent du film radiogra-

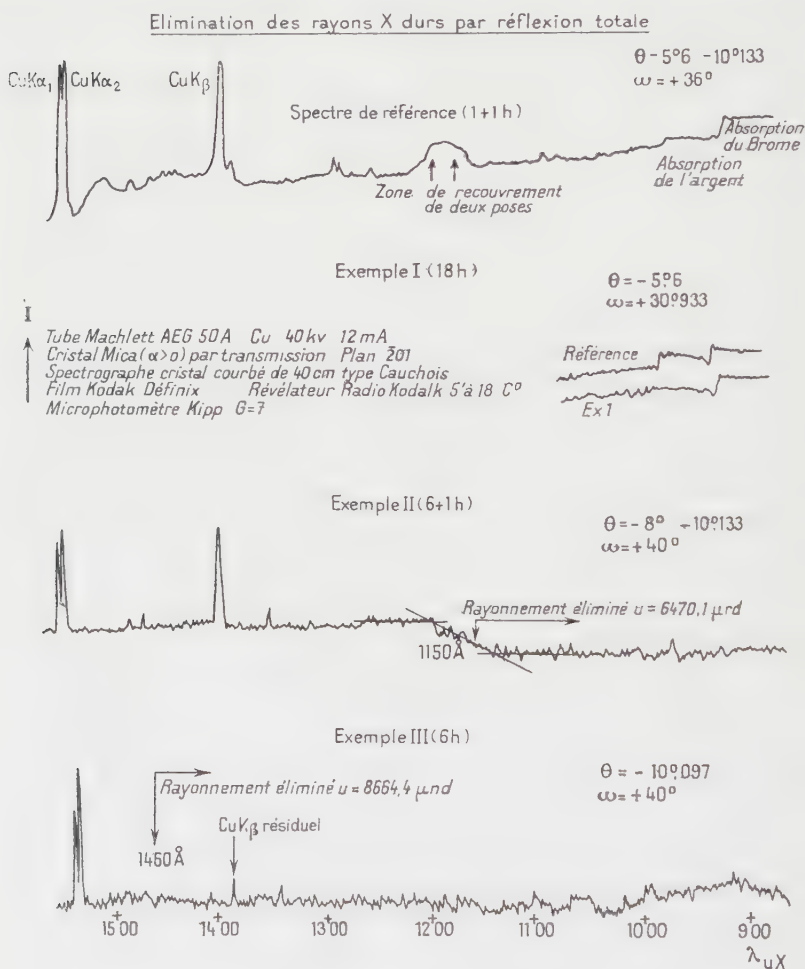


Fig. 7.

phique, des longueurs d'onde voisines de 485 uX , bande dont la position, correspondant à une réflexion de Bragg du second ordre est voisine de 970 uX . Nous avons enregistré sur une même feuille le microphotogramme du faisceau direct et celui du faisceau réfléchi. Nous avons

ensuite éliminé les longueurs d'onde inférieures à $1\ 150\ \mu\text{X}$. Nous avons fait une pose de 6 heures avec un angle de Bragg correspondant à la zone $900\text{--}1\ 100\ \mu\text{X}$, puis une pose d'une heure pour le reste du spectre. Sur le microphotogramme correspondant à ce cliché, nous avons mesuré la plage de dispersion expérimentale. Pour cela, nous avons tracé la droite moyenne du fond continu, celle du voile de fond du film et, au jugé, nous avons déterminé les deux points où la courbe réelle s'écarte de ces deux droites. La détermination des longueurs d'onde correspondant à ces deux points nous a donné l'écart $\lambda_1 - \lambda_2$. Puis nous avons éliminé $K\beta$. Sur le cliché, on voit encore une trace de la raie, mais pour que la densité de cette trace soit supérieure au voile de fond de la plaque, nous avons posé 6 heures, alors que les autres clichés donnaient une raie intense au bout de 1 heure environ. Sur le cliché posé 1 heure la raie $K\beta$ est totalement invisible.

Voici maintenant deux applications des propriétés que nous venons d'étudier. La première est évidemment la suppression des courtes longueurs d'onde ; elle résulte directement des études faites ci-dessus. La mesure de l'angle d'attaque donne l'ordre de grandeur de la longueur d'onde limite éliminée totalement. Ceci peut faciliter le dépouillement d'un spectre complexe où il y a un grand nombre de raies à identifier. Cette propriété est également intéressante chaque fois qu'après d'une raie dont on désire mesurer la densité, il existe une raie de longueur d'onde apparente voisine qui perturbe la mesure. La seconde application est la monochromatisation partielle du faisceau. Si nous prenons l'exemple 3, nous pouvons dire que nous n'avons pratiquement que les raies $K\alpha$ du cuivre. Cette monochromatisation est suffisante dans tous les cas où le fond continu a un rôle négligeable et où seules interviennent les raies caractéristiques : nous comptons par exemple utiliser cette propriété pour la sensitométrie des rayons X.

Depuis ces expériences, non publiées à l'époque, plusieurs communications ont été faites sur l'emploi des miroirs dans des dispositifs donnant des faisceaux sensiblement monochromatiques ; la forme de ces miroirs avait été étudiée pour diminuer l'intervalle $\lambda_1 - \lambda_2$.

Applications de la focalisation des rayons X par réflexion totale. —

Un faisceau de rayons X tombe sur un objectif catamégonique après être passé à travers un trou circulaire de faible diamètre ; nous pouvons choisir les angles d'attaque pour former l'image de ce trou soit à l'infini — nous aurons alors un collimateur — soit à distance finie sur un échantillon à étudier ou sur un détecteur de rayons X. Voyons plus en détail ces possibilités.

A. UTILISATION COMME COLLIMATEUR. — Soit f la focale de l'objectif : un trou de diamètre z placé au foyer de l'objectif a une image à l'infini qui est vue sous l'angle apparent z/f . Cet angle n'est autre que la diver-

gence du faisceau, c'est-à-dire le champ angulaire image. Quand il n'y a pas de diaphragme d'ouverture, la largeur du faisceau issu d'un point-objet est donnée, après réflexion, par $u \cdot c$; elle dépend linéairement de la largeur c du miroir utilisé. Pour avoir une divergence de 0,01 rd et une focale de 10 cm, il faut prendre $u = 0,01$ rd et $z = 1$ mm. Avec des miroirs de 5 cm de diamètre, la largeur du faisceau est donc de 0,5 mm. La surface de l'anticathode utilisée par chaque point est 0,5 mm, car le tube est à 10 cm du trou et l'ouverture angulaire objet vaut 0,005 rd. Comparons ces résultats avec ceux donnés par un collimateur de type classique, c'est-à-dire composé d'un cylindre de révolution de diamètre a et de longueur b . La divergence du faisceau est $2 a/b$. Ce collimateur découpe sur la surface de l'anticathode distante de d deux zones centrées sur l'axe du collimateur. Dans la première, de diamètre a , tous les points donnent à la sortie du collimateur un faisceau d'ouverture a/d ; dans la zone annulaire, de diamètre extérieur $(2 d - b)/a$, l'ouverture du faisceau décroît progressivement et est nulle à la limite. En dehors de cette zone, il n'y a plus de point donnant un faisceau utile. Par analogie avec l'optique classique, nous dirons que le collimateur découpe sur l'anticathode, deux champs anticathodiques : le premier est le champ de pleine lumière, le second le champ de contour. Si nous prenons un collimateur de 50 mm de longueur, situé à la distance 10 cm $= d$ de l'anticathode, pour avoir une divergence de 0,01 rd, il faut prendre un trou de 0,25 mm de diamètre, ce qui fait des champs anticathodiques de 0,25 mm et 0,75 mm et une largeur de faisceau de 0,25 mm. En comparant les diverses valeurs pour les deux collimateurs, on voit que l'on a un gain de quatre fois sur le diamètre du trou et de deux fois sur la largeur du faisceau et la surface utile de l'anticathode (ce dernier facteur devient 20 fois pour une divergence de 0,001 rd). On peut donc obtenir soit un temps de pose plus faible, soit prendre un trou plus petit pour avoir le même temps de pose et une divergence plus faible. Nous avons fait quatre expériences dans les conditions ci-dessous :

1° Pose de 10 minutes avec un collimateur classique de 50 mm de long et de 0,25 mm de diamètre ; largeur du faisceau : 0,25 mm ; densité du cliché : 1 environ.

2° Pose de 10 minutes avec l'objectif catamégonique et un trou de 1 mm ; largeur du faisceau : 0,5 mm ; densité du cliché : 1,9 environ.

3° Pose de 3 minutes avec l'objectif et un trou de 1 mm ; largeur du faisceau : 0,5 mm ; densité du cliché : 0,9 environ.

4° Pose de 10 minutes avec l'objectif et un trou de 0,1 mm ; largeur du faisceau : 0,49 mm ; densité du cliché : 1,1 environ. Soit, pour le même temps de pose que dans la première expérience, une divergence plus faible.

On voit donc qu'en pratique le gain réel n'est que les 70 p. 100 du

gain théorique ; cela vient de ce que le facteur de réflexion de l'ensemble des deux miroirs est de l'ordre de $0,84^2 = 0,7$. La valeur 0,84 a été déterminée par une mesure grossière du facteur de réflexion dans l'exemple 3 de la section précédente. La concordance des valeurs est d'ailleurs trop précise pour ne pas être fortuite.

B. ÉTUDE D'UN CRISTAL PAR POINT ET IRRADIATION LOCALISÉE. — Quand le cristal présente un petit défaut, quand on veut étudier l'absorption d'un échantillon en un point déterminé, quand on irradie de petites surfaces, on a besoin d'un faisceau intense et de dimensions aussi réduites que possible. Dans tous ces cas, la méthode classique consiste à placer, devant le point étudié, un diaphragme de la dimension voulue et, le plus près possible de ce diaphragme, un tube à rayons X. L'utilisation de miroirs n'a d'intérêt que si les conditions mécaniques du montage imposent une certaine distance entre le tube et l'échantillon. Nous avons fait trois expériences avec un trou de 0,1 mm et un temps de pose de 1 seconde, dans les conditions suivantes : plaque contre trou, plaque, miroir et trou, plaque loin du trou. Les densités obtenues sont respectivement 2, 1,8 et 0,7. La méthode a un autre avantage : il est souvent nécessaire, pour étudier les conditions de noircissement, de connaître les longueurs d'onde qui provoquent le noircissement maximum. Il faut donc utiliser un monochromateur, ce qui entraîne des temps de pose souvent assez longs. Ici, la réflexion supprime les courtes longueurs d'onde et il est possible, en faisant varier la composition du faisceau réfléchi, de déterminer les longueurs d'onde dont le rôle est prépondérant, ainsi que leur fréquence approximative. Le fait que nous ayons un faisceau polychromatique n'est pas gênant en général.

C. UTILISATION POUR LES ÉTUDES DE DIFFRACTION. — Nous ne détaillerons pas ce cas et renvoyons à Franks (10), qui a étudié en particulier la diffusion aux petits angles.

On sait l'intérêt que présente, pour les études de diffraction, l'obtention de faisceaux monochromatiques et convergents : la convergence d'un faisceau sur un film évite de courber les échantillons et permet de les étudier aux petits angles. L'objectif catamégonique donne un tel faisceau. Quand les éléments utilisés ont la symétrie cylindrique, on peut utiliser une fente source et un seul miroir. La monochromatisation est obtenue par le choix de l'angle d'incidence comme indiqué plus haut. Le faisceau réfléchi vient converger sur le film récepteur après avoir touché l'échantillon. Il y a deux manières de procéder : on peut opérer par « transmission » (fig. 8) pour observer la diffraction aux petits angles, ce que permet la finesse du faisceau central — et dans ce cas le faisceau traverse l'échantillon — soit observer d'autres ordres de diffraction plus éloignés — et dans ce cas on opère généralement par « réflexion ». Le montage peut servir à l'étude de monocristaux ou de

polycristaux. Le principal avantage réside dans la facilité de construction du focalisateur. Avec des cristaux, en effet, il faut examiner un grand nombre de cristaux pour sélectionner les meilleurs, il y a des difficultés de montage et les rayons X détériorent le cristal. Enfin le pouvoir réflecteur du montage à cristaux laisse parfois à désirer.

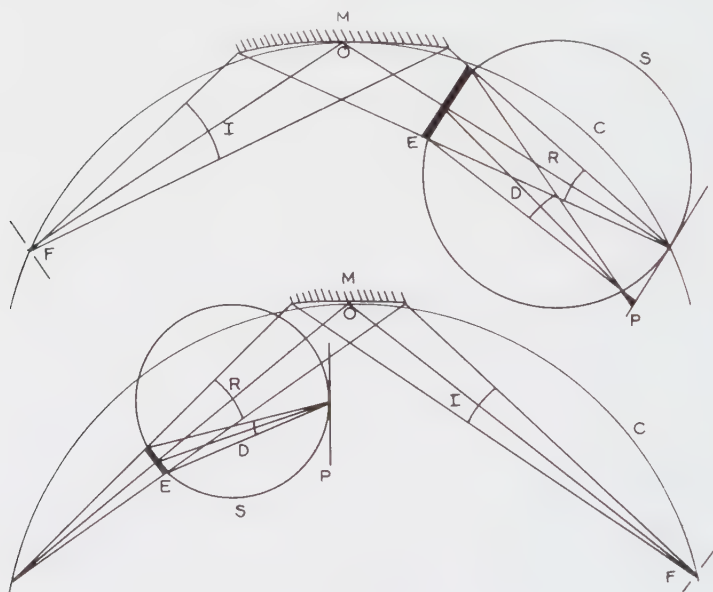


Fig. 8.

Le microscope catamétrique sans astigmatisme. — Nous allons voir maintenant l'application à la microscopie en lumière X de l'objectif en forme de prisme en toit précédemment décrit. Nous ferons d'abord un bref historique de la question afin de situer notre contribution par rapport aux autres réalisations. Nous laisserons de côté les procédés qui ne fournissent qu'une pseudo-image de l'objet c'est-à-dire le sténopé (ou *camera obscura*) et les radiographies par contact ou par projection. On trouvera des détails techniques et une bibliographie sur ces méthodes dans les articles de Gogoberidze (11) et de Wilsdorf (31). Nixon a détaillé dans *Research* (25) les applications actuelles de la microscopie. La faible valeur du décrément rend difficilement concevable, nous l'avons dit, l'emploi de la réfraction; une tentative faite en ce sens par Kirkpatrick (17) en 1949 ne paraît pas avoir abouti à une réalisation pratique. Les seules méthodes utilisables actuellement sont donc la réflexion cristalline et la réflexion totale. La première a été utilisée en

particulier par Y. Cauchois (4) (miroir cylindrique plus sténopé dans l'autre direction pour diminuer l'astigmatisme, puis miroirs croisés) et J. Despujols (5) (miroirs pseudo-sphériques). Les recherches sur la réflexion totale sont plus anciennes. En 1924, Kirkpatrick (16) étudie ce mode de réflexion avec des surfaces de diverses formes. En 1929, Jentsch (14) l'applique à la focalisation des faisceaux par un miroir cylindrique, ce problème ne sera repris qu'en 1947 par Ehrenberg (7-8). Mais ce n'est qu'en 1948 que Kirkpatrick et Baez (18) décrivent le premier objectif de microscope corrigé de l'astigmatisme et composé de deux miroirs sphériques croisés. Baez, Weissbluth et Kirkpatrick (3) essaient d'améliorer les performances de l'instrument en calculant des miroirs paraboliques et hyperboliques. Pour augmenter l'ouverture numérique, Wolter (31-32) étudie des miroirs déformés présentant la symétrie de révolution, mais les sections méridiennes sont des courbes du quatrième degré et les difficultés de réalisation en ont arrêté la fabrication. Lucht et Harker (21) utilisent un système de deux miroirs plans courbés par déformation plastique suivant deux cylindres et croisés. Harker (12), Kirkpatrick (19) et Pattee (26) ont cherché une meilleure correction des aberrations en introduisant trois puis quatre éléments réflecteurs. La limite de résolution dans ce dernier cas est de $1\ \mu$, c'est la valeur expérimentale la plus faible. Une seule réalisation de cet appareil existe à notre connaissance. Dyson enfin a indiqué une manière théorique intéressante de redresser le champ d'un miroir en utilisant un diaphragme circulaire. Devant les difficultés rencontrées pour redresser simultanément le champ de deux miroirs, nous avons proposé (23) l'utilisation d'un système de deux diaphragmes fentes croisés, chacun d'eux jouant le rôle du diaphragme circulaire ci-dessus pour un des miroirs.

Voyons maintenant les avantages de notre réalisation sur les systèmes ci-dessus :

1° Par rapport aux systèmes à deux miroirs :

— Les deux miroirs du prisme en toit étant par construction perpendiculaires, il n'y a plus à se préoccuper de leur orientation relative, ce qui supprime un degré de liberté inutile du système.

— La perpendicularité des axes de symétrie des miroirs permet de rendre, par un procédé mécanique, leurs orientations indépendantes, ce qui simplifie les réglages.

— L'astigmatisme est corrigé pour tous les points de l'axe et non plus, comme dans tous les autres systèmes (quel que soit le nombre des miroirs), pour un seul point et la correction reste satisfaisante dans un champ de 0,1 mm ($G = 100$).

— L'anamorphose est supprimée sans qu'il soit nécessaire d'incliner la plaque photographique.

— Le champ est redressé avec un seul diaphragme.

— L'existence d'un plan de symétrie entraîne l'annulation de la moitié environ des coefficients d'aberration. Mais le gain réel n'est que les deux tiers environ du gain théorique : il est en effet impossible de réaliser une arête d'intersection parfaite et il est à supposer que le défaut — sans introduire de nouvelles aberrations géométriques — provoque un élargissement de l'image par striation.

2° Par rapport aux systèmes à plus de deux miroirs :

— La limite de résolution effectivement atteinte ($1\ \mu$) est la même que celle obtenue avec quatre miroirs.

— La simplification des réglages découle de cette diminution même du nombre des miroirs utilisés.

— La luminosité est plus grande.

Il est donc légitime d'estimer que l'adjonction, à notre premier système, d'un système analogue mais divergent, améliorera les performances de l'instrument dans les mêmes proportions que le passage de deux à quatre miroirs dans les systèmes antérieurs.

L'idée directrice de toutes nos expériences a été de déterminer expérimentalement la limite de perception et la limite de séparation de notre microscope, en utilisant un montage suffisamment simple, puisque nous ne connaissons pas *a priori* les difficultés que nous rencontrerions. Compte tenu du fait — vérifié expérimentalement par Kirkpatrick — que le pouvoir séparateur ne varie pas quand la longueur d'onde est comprise entre 0,7 et $10\ \text{\AA}$, nous nous sommes limité à l'emploi du rayonnement caractéristique du cuivre. Ce rayonnement a été choisi de préférence à celui du molybdène car il donne un meilleur contraste et — les angles d'attaque étant plus grands — le rôle de la diffraction est plus faible, le pré réglage en lumière visible est plus facile à faire. Nos conclusions seront encore valables avec le rayonnement caractéristique de l'aluminium. Dans nos conditions opératoires, l'absorption des échantillons biologiques, même imbibés d'un sel de baryum ou de plomb, est notoirement insuffisante pour donner un contraste perceptible sur les films radiographiques dont nous disposions. Nous avons donc restreint notre étude à l'examen de grilles métalliques. Signalons que cette restriction est commune à tous les expérimentateurs qui étudient les microscopes à réflexion totale, les causes de cette limitation étant les mêmes dans tous les cas.

Nous disposions de grilles de cuivre de 300 et 450 msh/l, d'une grille de platine de 350 msh/l et d'une grille d'argent de 1 500 msh/l (due à l'obligeance du Professeur V. Cosslett, du Cavendish Laboratory de Cambridge). Les grilles de cuivre se sont révélées inutilisables car le contraste était trop faible. La grille de platine avait le défaut de ne localiser dans le champ que deux éléments au maximum. Aussi avons-nous utilisé la grille d'argent pour déterminer les performances de l'instrument bien que son contraste soit à la limite de sensibilité du récepteur

photographique. Les fils de la grille ont un diamètre compris entre 2 et 4 μ et l'entraxe des fils est de l'ordre de 10 μ . Une autre limitation des expériences vient des films radiographiques dont nous disposons. Leur reproduction des contrastes est assez satisfaisante, mais leur limite de résolution est — nous l'avons vu — de l'ordre de 60 à 100 μ , valeur qui est de l'ordre de grandeur de la quantité que nous cherchons à déterminer. En particulier, les agrandissements photographiques des clichés

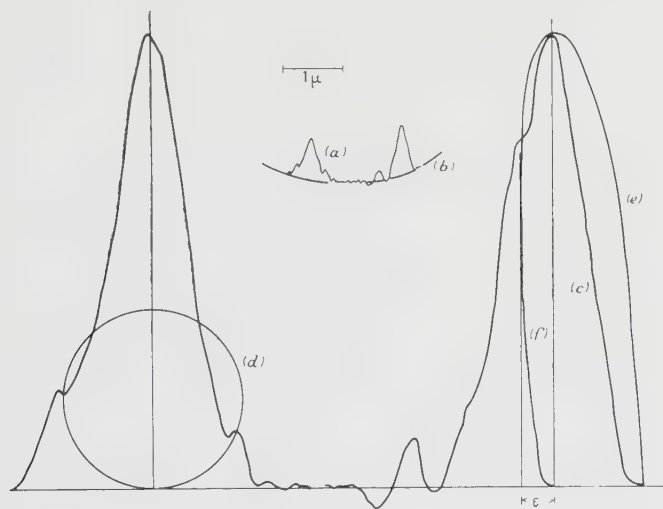


Fig. 9.

mettent tout de suite en évidence la granularité et même si le pouvoir séparateur est supérieur à 50 000 ($f = 5$ cm) nous ne pourrions déceler les objets correspondants. C'est ce qui explique la mauvaise qualité des enregistrements photographiques reproduits. Nous n'avons pas jusqu'ici réussi à nous procurer des plaques du type Micro-radio ou Maximum de Résolution.

Nous avons déterminé la limite de perception de la manière suivante : nous faisons au microphotomètre le dépouillement d'un enregistrement photographique de grille, en prenant un spot assez petit et en nous déplaçant perpendiculairement à une des directions des fils. Ce dépouillement a l'allure du croquis (fig. 9 a). Les fils sont ici assez fins pour que nous puissions admettre que le voile de fond du cliché varie d'une manière uniforme dans la faible partie du champ masquée par le fil. Il n'est donc pas nécessaire de faire une correction de voile de fond homogène comme nous l'avons indiqué par ailleurs (24) pour des fils plus gros. Il suffit de tracer la courbe moyenne (schématisée par fig. 9)

du fond et de retrancher les ordonnées des courbes correspondant aux dessins *a* et *b* pour avoir les courbes correspondant à un fond uniforme. Cette soustraction, faite sur les courbes réelles, donne la courbe 9 *c*, qui correspond à deux fils de diamètre $3\ \mu$ distants de $12\ \mu$ environ. Par la suite de l'étude, nous ne considérerons que la demi-branche du fil de droite, qui est la seule à ne pas présenter d'irrégularités. La cause de ces dernières est inconnue, elles existent sur une assez grande longueur de fil et se retrouvent sur des enregistrements successifs pris dans les mêmes conditions ou avec décalage des fils, pour modifier l'action du voile de fond. Certaines ne dépassent pas $0,25\ \mu$ mais pour être certain de leur nature, il faudrait une autre méthode d'examen, car elles peuvent venir du support de scotch sur lequel nous avons collé la grille pour la rendre moins fragile. Traçons sur la même figure et à la même échelle, la courbe théorique d'absorption que nous déduisons de la mesure optique du diamètre du fil et de la connaissance du coefficient d'absorption linéaire de l'argent pour $\text{Cu K}\alpha$, seul rayonnement réfléchi par les miroirs avec une intensité suffisante. Nous obtenons la courbe 9 *e*. La différence des abscisses des courbes *c* et *e* donne la courbe *f*. Nous voyons que le rôle des aberrations a été de « manger » les bords de l'image du fil. La valeur maximum ε de cette diminution de l'image est sensiblement constante, comme le montre la comparaison avec des résultats antérieurs, quel que soit le diamètre du fil. Il est donc légitime de prendre comme limite de perception $2\ \varepsilon$, ce qui conduit à la valeur $1\ \mu$. Il semble même, d'après l'examen des clichés, dont le cliché 10 *a*, que cette valeur soit trop forte ; mais nous préférons n'indiquer qu'une limite inférieure de notre pouvoir de perception, plutôt que de faire des évaluations visuelles aléatoires. Pour évaluer la variation des aberrations suivant l'orientation de l'objet considéré, nous avons tourné celui-ci de 45° , la différence des clichés est peu sensible.

Nous n'avons pas réussi à déterminer expérimentalement la limite de séparation, d'une manière satisfaisante, car malgré une exploration assez systématique de la grille, nous n'avons pas trouvé de défauts de fabrication qui rapprochaient suffisamment deux fils pour constituer un test valable.

En étudiant une grille de platine dont les fils ont $28\ \mu$ de diamètre, nous avons trouvé un fil présentant un défaut (fig. 10 *b*) (probablement une inclusion, car le défaut n'est pas visible en surface au microscope optique fonctionnant en lumière incidente). Ce défaut, de $50\ \mu$ de long et de $4\ \mu$ de large environ, n'est visible que partiellement sur le cliché, les extrémités étant l'une masquée par le fil perpendiculaire, l'autre sortant du champ. Le dépouillement microphotométrique d'un enregistrement photographique de ce défaut montre qu'il est malheureusement trop large pour constituer un test de séparation.

Les défauts de la réalisation actuelle sont nombreux :

1° Difficulté d'accès de certains boutons de réglage.

2° Puissance insuffisante de la source de lumière visible, ce qui rend difficile la vision de l'image.

3° Mise au point pénible : la distance-image étant de 5 m environ, il faut faire un constant va-et-vient pour faire la mise au point.

4° Le tube dans lequel on fait le vide pour diminuer l'absorption de l'air n'a pas ses axes de rotation confondus avec ceux des miroirs, ce qui oblige à des tâtonnements pour confondre l'axe de ce tube et l'axe du faisceau.

5° La mise au point par retouche d'après les clichés photographiques est très longue (plusieurs jours parfois pour obtenir un cliché net).

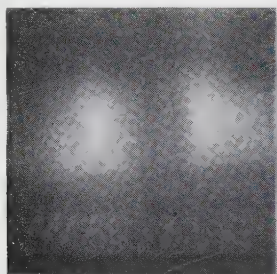


Fig. 10 b.

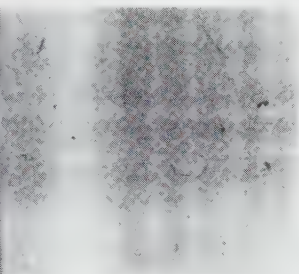


Fig. 10 a.

A l'avantage du système, signalons que les temps de pose peuvent être fort courts, de l'ordre de 30 minutes environ.

L'appareil tel qu'il a été réalisé ne peut donc être considéré que comme un prototype d'essais préliminaires que nous allons profondément modifier.

Les développements projetés sont les suivants :

1° Emploi de plaques à grains très fins, type Maximum de Résolution.

2° Augmentation du grandissement par refonte du bloc porte-objectif et allongement du tube, ce qui permettra d'atteindre le grandissement direct $200\times$.

3° Utilisation d'un tube démontable afin d'avoir, d'une part une intensité plus grande, d'autre part, des anticathodes variées permettant de détecter les éléments d'un objet suivant des méthodes maintenant classiques.

4° Mise sous vide de l'appareillage pour les études de spécimens organiques avec les grandes longueurs d'onde.

5° Adaptation d'un amplificateur de brillance qui permette de faire les réglages directement en rayons X et supprime les très longs tâton-

nements nécessaires actuellement. Un appareil de limite de résolution 0,05 mm suffit.

Ainsi s'achève cette étude sur la réflexion et sur la focalisation des rayons X par les miroirs. Comme nous l'avons dit au début, il y a encore de nombreux problèmes à résoudre avant que les applications envisagées puissent quitter le stade du laboratoire pour passer au stade industriel.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) A. V. BAEZ. — *Symp. X-Ray Microscopy*. Cambridge, 1956.
- (2) A. V. BAEZ et P. KIRKPATRICK. — *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1949, **24**, n° 6, 6.
- (3) A. V. BAEZ et W. WEISSBLUTH. — *Phys. Rev.*, 1954, **93**, 942.
- (4) Y. CAUCHOIS. — *Rev. Opt.*, 1950, **29**, 151.
- (5) J. DESPUJOLS. — *C. R. Acad. Sci.*, 1953, **236**, 282.
- (6) J. DYSON. — *Proc. Phys. Soc.*, 1952, B, **65**, 580.
- (7) W. EHRENBERG. — *Nature*, 1947, **160**, 330.
- (8) W. EHRENBERG. — *J. Opt. Soc. Amer.*, 1949, **39**, 741.
- (9) J. L. FARRANT. — *J. Appl. Phys.*, 1950, **21**, 63.
- (10) A. FRANKS. — *Thèse Londres*, 1956.
- (11) D. B. GOGOBERIDZE. — *Usp. Fiz. Nauk SSSR*, 1953, **50**, 577.
- (12) D. HARKER. — Brevet américain du 22 septembre 1953, n° 2.653-249.
- (13) W. HINKE. — *Symp. X-Ray Microscopy*. Cambridge, 1956.
- (14) F. JENTZSCH. — *Phys. Zeit.*, 1929, **30**, 268.
- (15) E. JONSSON. — *Thèse Uppsala*, 1928.
- (16) P. KIRKPATRICK. — *Nature*, 1924, **98**, 113.
- (17) P. KIRKPATRICK. — *J. Opt. Soc. Amer.*, 1949, **39**, 796.
- (18) P. KIRKPATRICK et A. V. BAEZ. — *J. Opt. Soc. Amer.*, 1948, **38**, 766.
- (19) P. KIRKPATRICK et H. H. PATTEE. — *Advances in biological and medical Physics*, vol. **3**, p. 247. Academic Press, N. Y., 1953.
- (20) C. LEGRAND et J. SALMON. — *J. Rech. C. N. R. S.*, 1954, n° 26, 298.
- (21) C. M. LUCHT et D. HARKER. — *Rev. Sci. Instr.*, 1951, **22**, 392.
- (22) A. MARÉCHAL. — *Comm. Lab. Inst. Opt.*, 1953, **2**, n° 4.
- (23) M. MONTEL. — *Optica Acta*, 1954, **1**, 117.
- (24) M. MONTEL. — *Symp. X-Ray Microscopy*. Cambridge, 1956.
- (25) W. C. NIXON. — *Research*, 1955, **8**, 473.
- (26) H. H. PATTEE JR. — *Symp. X-Ray Microscopy*. Cambridge, 1956.
- (27) E. PRINCE. — *J. Appl. Phys.*, 1950, **21**, 698.
- (28) J. A. PRINS. — *Zeit. f. Phys.*, 1928, **47**, 479.
- (29) W. H. STEEL. — *Thèse Paris*, 1953.
- (30) VICTOREEN. — *J. Appl. Phys.*, 1949, **20**, 1141.
- (31) H. WILSDORF. — *Naturwissen.*, 1951, **38**, 250.
- (32) H. WOLTER. — *Annalen Phys.*, 1952, **10**, 94.
- (33) H. WOLTER. — *Annalen Phys.*, 1952, **10**, 286.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Horloges atomiques.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 20 mars 1957.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

J. PÉRÈS.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

JEAN SARRAILH.

